

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELLENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUKTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

EEN MAGNETODYNAMISCHE GROEFTASTER

I. CONSTRUCTIE

door N. WITTENBERG.

681.84.081.48:621.395.623

In professionele grammofoons werd tot dusverre in de regel een groeftaster (grammofoon-opnemer) volgens het elektrodynamische systeem gebruikt (bewegend spoeltje, stilstaande magneet). Binnenkort komt een magnetodynamische groeftaster in de handel, waarbij de spoelen stilstaan en de magneet draaibaar is. De nieuwe groeftaster heeft verschillende voordelen boven de elektrodynamische, o.a. grotere gevoeligheid en lagere prijs, en komt daardoor mede voor niet-professioneel gebruik in aanmerking. Het onderstaande artikel gaat over de constructie van de magnetodynamische groeftaster. In een vervolg zullen de frequentiekenarakteristiek en enige andere eigenschappen worden behandeld.

Groeftasters zijn instrumenten die de beweging van een grammofoonnaald omzetten in een elektrische wisselspanning. Men kent verschillende systemen van groeftasters. Het meest verbreid is de piëzo-elektrische groeftaster¹⁾. Voor professionele doeleinden (omroepstudio's, controle in fabrieken van grammofoonplaten) wordt vaak gebruik gemaakt van het elektrodynamische systeem: een spoeltje, dat tussen de polen van een permanente magneet draaibaar is opgesteld, volgt de beweging van de grammofoonnaald, zodat er een wisselspanning in wordt opgewekt. De constructie van zulk een systeem is in principe gelijk aan die van een draaispoelmeter, waarbij de grammofoonnaald de plaats van de wijzer inneemt.

Aan het elektrodynamische systeem zijn bezwaren verbonden. Deze treden vooral op de voorgrond indien men dit systeem wil toepassen in groeftasters voor die gevallen van niet-professioneel gebruik waarin zeer hoge eisen worden gesteld. Men moet namelijk het spoeltje uiterst licht construeren, ten einde de bewegende massa van de groeftaster zo gering mogelijk te houden; anders worden bij de optredende versnellingen — die honderden malen zo groot kunnen zijn als de versnelling door de zwaartekracht²⁾ — de massakrachten zo groot dat de

grammofoonplaat sterk zou slijten. Om de slijtage beneden de toelaatbare grens te houden, moet men ervoor zorgen dat de bewegende massa niet meer dan enkele milligrammen bedraagt. Dit houdt in dat het spoeltje gewikkeld moet worden van uiterst dun draad en maar weinig windingen mag hebben. Bij gevolg is de in de groeftaster opgewekte spanning niet hoger dan een fractie van een millivolt. Om hierbij aan de uitgang van de versterker toch een gunstige signaal-ruisverhouding te krijgen, moet men de versterker voorzien van een omhoogtransformerende ingangstransformator, en deze moet zorgvuldig worden afgeschermd tegen uitwendige magnetische velden (afkomstig van b.v. de grammofoonmotor of de voedingstransformator van de versterker). De afscherming maakt de transformator vrij kostbaar.

Om de in het spoeltje opgewekte spanning zo hoog mogelijk te maken, zal men het magnetische veld waarin het spoeltje draait, zo sterk mogelijk willen kiezen en dus geneigd zijn een vrij grote permanente magneet te gebruiken. Deze bevindt zich uiteraard dicht boven de grammofoonplaat, dus ook dicht boven de draaischijf waar de plaat op ligt. Bij niet-professionele grammofoons is de draaischijf veelal van ijzer, waardoor hij tegelijk zwaar is (en dus goed als vliegwielt werkt) en uit een goedkoop materiaal bestaat. De magneet oefent op de ijzeren draaischijf een aantrekkende kracht uit, en deze vergroot de

¹⁾ Zie b.v. L. Alons, Nieuwe ontwikkeling op grammofoon-foon gebied, Philips techn. T. 13, 86-96, 1951.

²⁾ J. L. Ooms, Philips techn. T. 17, 37, 1955 (no. 2).

druk van de naald op de plaat. (Het gewicht van de groeftaster kan voor zover nodig door een veer of een tegenwicht worden gebalanceerd.) Vaak heeft bij niet-professionele grammofoons de draaischijf een middellijn kleiner dan 30 cm; bij het spelen van een 30-cm plaat zal de groeftaster zich dus op het buitenste deel van de plaat niet boven de draaischijf bevinden en zal dus daar de naalddruk kleiner zijn dan verder naar binnen, waar de groeftaster zich wel boven de plaat bevindt. Het hierdoor veroorzaakte verschil in verticale naalddruk bedraagt bij de gangbare elektrodynamische groeftasters soms verscheidene grammen. Deze vergroting van de naalddruk geeft aanleiding tot sterkere slijtage van naald en plaat, en tevens tot verlies in de weergave van de hoge frequenties.

De bovengenoemde nadelen van het elektrodynamische systeem — noodzakelijkheid van een vrij kostbare ingangstransformator, en onnodig grote naalddruk op een gedeelte van de plaat — zijn geheel komen te vervallen bij de magnetodynamische groeftaster, die hieronder zal worden beschreven.

Constructie van de magnetodynamische groeftaster

In de magnetodynamische groeftaster zijn de rollen van magneet en spoel verwisseld; de magneet draait, de spoel daarentegen vormt geen deel van de bewegende massa.

In *fig. 1* is schematisch het principe weergegeven. De staafvormige permanente magneet *M* bevindt zich in de luchtspleet van een magnetisch geleidend juk *J*, waarop de spoelen *S* zitten. Het staafje is gemagnetiseerd in de richting van de pijl, loodrecht op een vlak door de lengteas, en is om deze as draaibaar in twee legers, *P* en *R*. Aan het onder-eind draagt het een arm *L* (de naaldarm), waarin de naald *N* is bevestigd. Een heen-en-weergaande beweging van de naaldpunt — veroorzaakt door de modulatie van de groef in de grammofoonplaat — doet dus de magneet om zijn lengteas heen-en-weer draaien.

Het bovenste leger, *R*, is van rubber. De magneet past er klemmend in en ondervindt dus een richtkoppel, dat hem een bepaalde ruststand geeft. Deze ruststand valt zo goed mogelijk samen met de stand van magnetische symmetrie (*fig. 2a*), waarin de magnetische flux zich symmetrisch sluit — sommige krachtlijnen door de luchtspleet en de einden van het juk, andere geheel door de lucht. Wordt de magneet uit de ruststand gedraaid, dan verstoort dit de symmetrie van *fig. 2a* en zal een gedeelte van de flux zich sluiten door het gehele juk (*fig. 2b*).

Daarbij is de richting van dit gedeelte van de flux in het juk afhankelijk van de richting waarin de magneet is gedraaid. Een heen-en-weergaande beweging van de naaldpunt heeft dus een wisselflux door het juk tot gevolg, en deze introduceert een spanning in de spoelen *S*.

Twee belangrijke gegevens worden verschaft door de volgende proef. Men laat de magneet, aangedreven door een motortje, tussen de einden van het juk ronddraaien en onderzoekt de spanning die in de spoelen wordt geïnduceerd. Men constateert dan in de eerste plaats dat deze spanning zo goed als sinusvormig is, hetgeen te danken is aan de relatief grote luchtspleten. De sinusvormigheid doet verwachten dat de omzetting van de kleine heen-en-weergaande draaiing die de magneet bij normaal gebruik van de groeftaster uitvoert, in een elektrische spanning slechts uiterst geringe afwijkingen van de lineariteit zal vertonen (de draaiing van de magneet uit zijn symmetriestand is max. ca. 1° bij normale 78-toerenplaten en max. ca. $0,5^\circ$ bij microgroefplaten). De magnetodynamische groeftaster doet dan ook in lineariteit praktisch niet onder voor de in principe strikt lineaire elektrodynamische groeftaster.

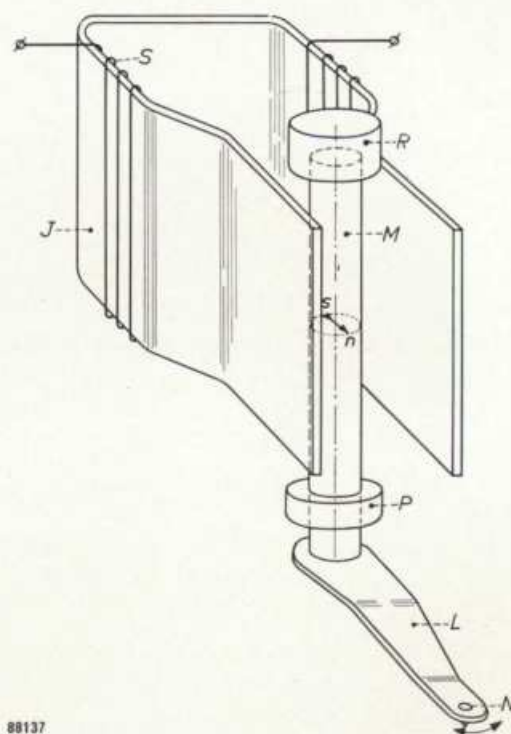


Fig. 1. Schets van de magnetodynamische groeftaster. *M* magneet van ferroxdure, gemagnetiseerd in de richting van de pijl *s-n* en draaibaar in de legers *P* (van polyvinylchloride) en *R* (van rubber) tussen de einden van het juk *J*, waarop de spoelen *S* zijn aangebracht. De heen-en-weergaande beweging van de naald *N* wordt via de naaldarm *L* omgezet in een heen-en-weer draaien van de magneet om zijn as.

Van de totale flux die van de magneet uitgaat, bereikt een gedeelte Φ_m het juk, het overige gedeelte sluit zich als spreidingsflux geheel door de lucht.

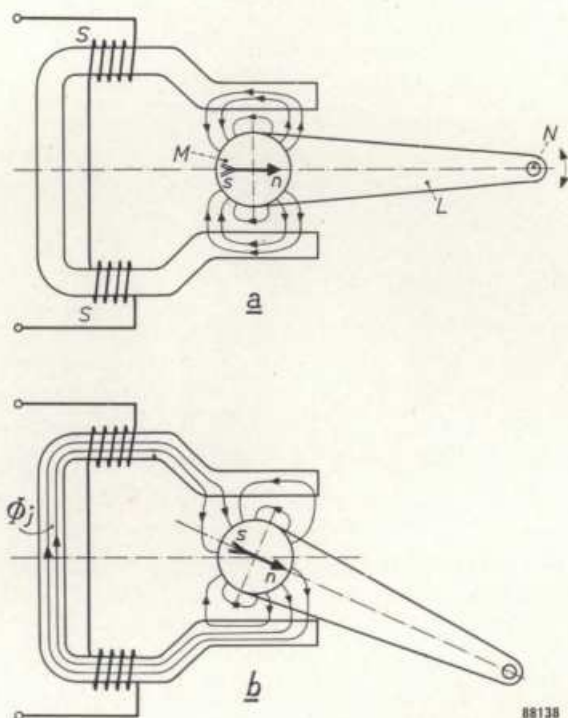


Fig. 2. De magnetodynamische groeftaster, van boven gezien (niet op schaal). a) Magneet in de ruststand; er gaat geen flux door de spoelen. b) Magneet uit de ruststand gedraaid; er loopt een flux Φ_j door beide spoelen. Betekenis van de letters als in fig. 1.

Het tweede gegeven dat uit de proef met de roterende magneet kan worden afgeleid, is de grootte van de flux Φ_m . Wij behoeven daartoe slechts het toerental te kennen waarmee de magneet draait (n omw/s) en de in de spoelen geïnduceerde spanning te meten (effectieve waarde E volt). Men heeft namelijk de betrekking

$$\Phi_m = \frac{E}{4Fnw} \text{ voltseconde;}$$

hierin is F de vormfactor van de spanning ($F = \pi/2\sqrt{2} \approx 1,11$ voor de sinusvorm) en w het totale aantal windingen. Wij vinden, met $n = 50$ omw/s en $w = 4000$, een spanning $E = 0,65$ V, waaruit volgt: $\Phi_m \approx 0,7 \mu\text{Vs}$. In de fabricage kan deze methode gebruikt worden om de magneten te keuren.

Uit de sinusvormigheid van de spanning bij roterende magneet volgt dat de flux Φ_j die door de beide spoelen gaat wanneer de magneet een hoek α uit de symmetriestand is gedraaid (fig. 3), geschreven kan worden als $\Phi_j = \Phi_m \sin \alpha$. Is y de bij α behorende uitwijking van de naaldpunt en l de

afstand tussen de hartlijn van de magneet en die van de naald, dan is $\sin \alpha = y/l$, dus

$$\Phi_j = \frac{y}{l} \Phi_m.$$

Bij sinusvormige beweging van de naaldpunt: $y = \hat{y} \sin \omega t$, is $\Phi_j = (\hat{y}/l) \Phi_m \sin \omega t$. Deze flux wekt in de spoelen een wisselspanning e op:

$$e = -w \frac{d\Phi_j}{dt} = -\frac{w \Phi_m \hat{y} \omega}{l} \cos \omega t = -\frac{w \Phi_m \hat{v}}{l} \cos \omega t \dots \dots \dots (1)$$

Hierin is $\hat{v}$ de topwaarde van de snelheid van de naaldpunt.

De verhouding van de spanning tot de snelheid noemt men de gevoeligheid van de groeftaster; het is gebruikelijk, van de spanning de effectieve waarde in mV te nemen, en van de snelheid de topwaarde in cm/s. Als we in (1) substitueren: $w = 4000$, $\Phi_m = 0,7 \times 10^{-6}$ Vs, $l = 5 \times 10^{-3}$ m, volgt daaruit voor de gevoeligheid ca. 4 mV/(cm $\times$ s⁻¹). Bij $\hat{v} = 5$ cm/s — de waarde die gemiddeld bij microgroefplaten voorkomt — correspondeert de genoemde gevoeligheid met een effectieve spanning van 20 mV. De gevoeligheid is aanzienlijk groter dan die van elektrodynamische groeftasters (zonder ingangstransformator), maar kleiner dan die van piezo-elektrische. Voor het aansluiten van de magnetodynamische groeftaster op een radiotoestel is dan ook een extra-trap versterking nodig. Een voorversterker, werkend met een transistor, zal in een volgend artikel worden besproken.

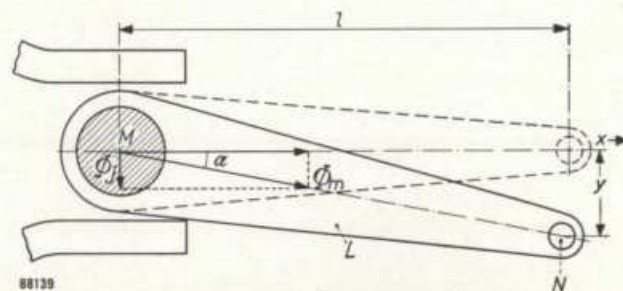


Fig. 3. De toestand van fig. 2b, met de hoofdzaken op schaal getekend. Φ_m deel van de totale magnetische flux dat het juk bereikt. Φ_j component van Φ_m die door de spoelen gaat.

De onderdelen waaruit de groeftaster is samengesteld

De verschillende onderdelen waaruit de groeftaster bestaat, zijn afgebeeld in fig. 4. Wij zullen deze onderdelen nu aan een nadere beschouwing onderwerpen en tevens nagaan, aan welke eisen ze moeten voldoen.

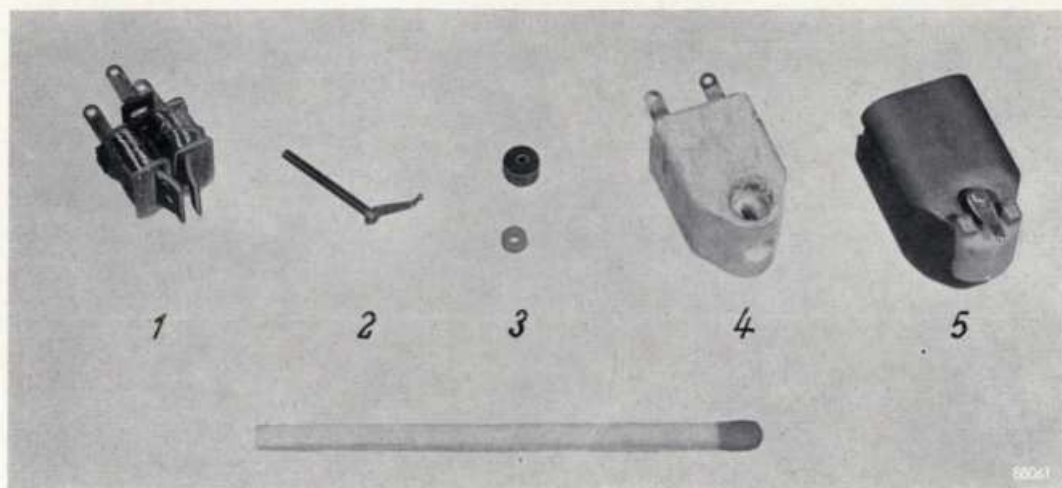


Fig. 4. De voornaamste onderdelen van de magnetodynamische groeftaster. 1 juk met spoelen. 2 magneet met naaldarm en naald. 3 legers van de magneet. 4 blokje van polyesterhars, waarin juk en spoelen zijn ingegoten, met uitsparing voor magneet en legers. 5 het blokje 4, voorzien van legers en magneet, en vastgeplakt in een kapje voor magnetische en elektrische afscherming; aan weerszijden van de naaldarm de stuitnokken.

De magneet

Uit (1) volgt dat het voor het verkrijgen van een hoge spanning uit de groeftaster (gunstige verhouding van signaal tot uit de versterker afkomstige ruis) wenselijk is, de flux Φ_m van de magneet zo sterk mogelijk te maken. Tevens moet de magneet voldoen aan de volgende eisen:

- 1) Het traagheidsmoment van de magneet om zijn lengteas moet zo klein mogelijk zijn, met het oog op de grote versnellingen die optreden.
- 2) De magneet moet ongevoelig zijn voor uitwendige magnetische velden. Wanneer de naald versleten is, moet namelijk de magneet met de naald vervangen kunnen worden, en de losse magneten mogen door aanraking met ijzeren onderdelen of gereedschap, of door het spreidingsveld van transformatoren e.d., niet ontmagnetiseerd kunnen worden.
- 3) De fabricage moet eenvoudig en goedkoop zijn.

Om de magneet een klein traagheidsmoment te geven, hebben wij de zeer ongebruikelijke constructie gekozen van een dun staafje dat loodrecht op zijn as is gemagnetiseerd. Wegens de grote ontmagnetiseringsfactor van zulk een „korte” magneet is deze constructie alleen goed uitvoerbaar met een materiaal dat een grote coërcitieve veldsterkte heeft. Zulk een materiaal is ferroxdure³⁾. De coërcitieve veldsterkte hiervan is ca. 80 kA/m (ca. 1000 oersted), in vergelijking met ca. 50 kA/m voor „Ticonal” staal⁴⁾. Ook in andere opzichten is

ferroxdure gunstig voor het beoogde doel. De dichtheid is ca. 4000 kg/m³, tegen ca. 7000 kg/m³ bij „Ticonal” staal (een kleine dichtheid is gunstig om het traagheidsmoment klein te houden). De fabricage van ferroxdurestaafjes kan geschieden door spuiten, gevolgd door sinteren. Deze procédés lenen zich voor massafabricage beter dan het gieten van staafjes van magneetstaal. Na het sinteren worden de ferroxdurestaafjes centerloos geslepen, daar zij bij het sinteren onvermijdelijk enigszins kromtrekken. Tevens is aan het slijpen te danken dat de staafjes nauwkeurig op maat en dus goed verwisselbaar zijn, en dat het richtkoppel voldoende reproduceerbaar is.

Uit de aard der zaak moet tussen een grote beschikbare flux en een kleine massa een gunstig compromis worden gezocht. Dit is gevonden in een staafje van 1 mm dik en 12 mm lang (werkzame lengte 8 mm). De flux heeft de boven gevonden waarde van 0,7 μ Vs, de massa is ca. 40 mg, en de effectieve massa aan de naaldpunt, welke grootte de optredende massakrachten bepaalt, is slechts 3 mg (de effectieve massa is een equivalente massa, geconcentreerd gedacht in de naaldpunt en in het bezit van hetzelfde massatraagheidsmoment ten opzichte van de as van de magneet als het bewegende systeem).

De kracht die een ijzeren draaischijf op een dergelijke kleine magneet uitoefent, is volkomen waarneembaar ten opzichte van de minimumkracht waarmee de naald op de plaat moet rusten om niet te kunnen ontsporen. Dit is één van de grote voordelen van het magnetodynamische systeem boven het elektrodynamische.

³⁾ J. J. Went, G. W. Rathenau, E. W. Gorter en G. W. van Oosterhout, Philips techn. T. 14, 33-48, 1952.

⁴⁾ B. Jonas en H. J. Meerkamp van Embden, Philips techn. T. 6, 8-11, 1941.

De naaldarm en de naald

De naaldarm moet de trillingen die de naaldpunt uitvoert, overbrengen op de magneet. De beweging van de naaldpunt heeft twee componenten: een laterale, overeenkomend met de modulatie van de groef, en een verticale als gevolg van het zg. knijpeffect (een b.v. sinusvormige groef is op de flanken nauwer dan bij de toppen, zodat de naald op de flanken iets omhoog wordt gedrukt, om bij de toppen weer te dalen; zie ¹⁾, blz. 91). De laterale beweging van de naald willen wij onvervormd en verliesvrij omzetten in een draaiing van de magneet om zijn lengteas; dit houdt in dat de naaldarm voor zijdelingse buiging een stijfheid moet hebben die zo groot is dat de resonantie van naaldarm en magneet, in laterale richting, pas optreedt bij een frequentie die boven het weer te geven frequentiegebied ligt, dus boven 20 kHz. Bij frequenties boven de resonantiefrequentie wordt vrijwel de gehele beweging van de naald opgenomen door buiging van de naaldarm, zodat de uitgangsspanning sterk afneemt. Bij de behandeling van de frequentiekenarakteristiek zal blijken dat aan de genoemde voorwaarde is voldaan.

Daar de naaldpunt beneden de naaldarm uitsteekt, ontstaat door de laterale kracht op de naaldpunt een koppel dat de naaldarm enigszins tordeert. Ook de resonantiefrequentie van deze torsie moet boven het weer te geven frequentiegebied liggen. Wanneer namelijk het systeem in de torsieresonantiefrequentie wordt aangestoten, ontstaat een toestand waarbij de magneet praktisch stilstaat en de spanning dus nul wordt, terwijl de naald een snerpand geluid maakt en er een sterke slijtage van de plaat optreedt. De torsieresonantiefrequentie is bepaald door een effectieve massa aan de naaldpunt (een andere effectieve massa dan voor de normale beweging) en de torsiestijfheid van de naaldarm. De meest voor de hand liggende methode om de torsieresonantiefrequentie tot boven 20 kHz op te voeren, is dat men de naaldarm dik genoeg maakt. Men zou dan echter in conflict komen met een derde eis die aan de naaldarm wordt gesteld: de verticale beweging van de naald (als gevolg van het knijpeffect) willen we niet op de magneet overbrengen; deze beweging geschiedt namelijk met een frequentie die het dubbele van de modulatiefrequentie is, en zal dus, indien ze tot de uitgangsspanning van de groeftaster bijdraagt, een tweede harmonische introduceren. Weliswaar zal bij het magnetodynamische systeem iedere andere beweging van de magneet dan draaiing in principe geen spanning in de spoelen opwekken, maar als gevolg van kleine asymmetrieën — onvermijdelijk bij massafabricage

— is dit enigermate toch het geval (evenals trouwens bij het elektrodynamische systeem). De groeftaster heeft dus een zekere gevoeligheid voor verticale naaldbewegingen.

Deze „verticale gevoeligheid” kunnen we tot een minimum terugbrengen door de naaldarm in verticale richting slap te maken, dus door de resonantiefrequentie van magneet en naaldarm voor verticale beweging zo laag te leggen dat bij de frequenties voor welke het knijpeffect van belang is (globaal boven 1000 Hz), de gehele verticale beweging wordt opgenomen door de naaldarm, en de magneet er dus voor gevrijwaard blijft. In nog twee andere opzichten is het slap zijn van de naaldarm in verticale richting gunstig. Ten eerste blijft hierdoor de voor verticale beweging geldende effectieve massa vrijwel beperkt tot de massa van de naald en zijn bevestiging; de vertikale massakrachten blijven dus klein, wat gunstig is met het oog op plaatslijtage. Ten tweede kan een slappe naaldarm, wanneer men bij ongeluk de groeftaster op de plaat laat vallen, zo ver doorbuigen dat de groeftaster met twee tot dat doel aangebrachte stuitnokken (te zien in 5, fig. 4) op de plaat komt te rusten; dit voorkomt dat het vrij brosse ferroxdurestaafje breekt. Anderzijds echter moet de naaldarm toch een zodanige stijfheid hebben dat hij de kracht waarmee de naald op de grammofoonplaat rust (i.e. ca. 0,1 N $\approx$ 10 gram-kracht), kan overbrengen zonder te ver door te buigen. Door het materiaal, de vorm en de afmetingen van de naaldarm geschikt te kiezen, hebben wij aan de bovengenoemde eisen kunnen voldoen. De resonantiefrequentie voor torsie is komen te liggen bij ca. 25 kHz, die voor laterale trilling nog hoger.

Uit het voorgaande blijkt wel dat de ogenschijnlijk zo simpele naaldarm een onderdeel is waaraan veel aandacht moet worden besteed.

De bevestiging van de naaldarm aan de magneet en die van de naald in de naaldarm geschieden door felsen met behulp van aluminiumbusjes. Naald, busje en naaldarm worden in felsgereedschap in de juiste positie ten opzichte van elkaar gebracht. Daarna wordt het einde van het busje waaraan geen flens zit, omgefelst en aangedrukt (fig. 5). Alle ruimte tussen naald, bus en naaldarm wordt daarbij met aluminium opgevuld. Iets dergelijks geldt voor de bevestiging van de naaldarm aan de magneet. Aldus wordt een betrouwbare bevestiging verkregen, en dank zij het feit dat alle speling wordt opgevuld, behoeven de toleranties in de afmetingen van de onderdelen niet onpraktisch klein te worden gesteld.

De magnetodynamische groeftaster (fig. 6) wordt gefabriceerd in twee uitvoeringen, die alleen verschillen in naald en in een gekleurd kenmerk, en die gemakkelijk onderling verwisselbaar zijn: type AG 3020 (met groene stip) voor normale 78-toerenplaten, met als naald een saffier met de voor dit soort platen gebruikelijke afrondingsstraal van $75\ \mu$, en type AG 3021 (met rode stip) voor microgroefplaten, met een naald van diamant, waarvan de punt een afrondingsstraal van $25\ \mu$ heeft.

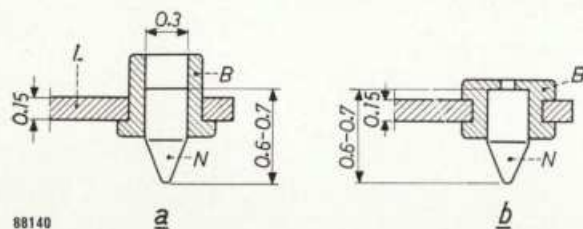


Fig. 5. Bevestiging van de naald N aan de naaldarm L door middel van een felsbusje B van aluminium, a) vóór, b) na het felsen. Maten in mm.

Dat in het laatstgenoemde geval diamant is gekozen, heeft de volgende reden. De kleinere afrondingsstraal — nodig om de naaldpunt in de smallere groef te doen passen — veroorzaakt bij de kracht van $0,1\ \text{N}$ waarmee de punt op de grammofoonplaat rust, een druk die zo groot is dat een saffier betrekkelijk snel slijt. Deze slijtage heeft distorsie van de weergave tot gevolg, vooral in de hoge tonen. Gebruikt men de groeftaster in combinatie met een versterker en luidsprekers die in staat zijn zeer hoge audiofrequenties weer te geven⁵⁾, dan is de

⁵⁾ Zie b.v. J. J. Schurink, De elektrodynamische dubbelconusluidspreker, Philips techn. T. 16, 289-298, 1954.

slijtage van een saffierpunt al na het spelen van enkele tientallen platen als hinderlijke distorsie merkbaar. Diamant slijt tientallen malen minder snel dan saffier. Daar komt nog bij dat bij minder slijtage van de naaldpunt ook de platen minder zullen slijten. De plaatslijtage wordt namelijk niet door de hardheid of slijtvastheid van de naaldpunt bepaald in die zin dat een hardere punt de plaat sneller zou doen slijten, maar is in hoofdzaak afhankelijk van de vorm van de naaldpunt, en wel neemt de plaatslijtage toe naarmate de naaldpunt verder van de bolvorm afwijkt. Het is duidelijk dat de hardste en meest slijtvaste naald het langst de bolvorm zal blijven benaderen, zodat bij gebruik van zulk een naald ook de plaatslijtage het geringst zal zijn.

De legers van de magneet

De magneet moet zodanig gelegerd zijn dat hij om zijn lengteas draaibaar is en tevens een zeker richtkoppel ondervindt, dat hem naar een gedefinieerde evenwichtsstand tracht terug te draaien. Dit richtkoppel is noodzakelijk, daar de naaldarm, wanneer de naald in een ongemoduleerde groef rust en de magneet zich dus in de ruststand bevindt, evenwijdig met de raaklijn aan deze groef moet staan. Indien aan deze voorwaarde is voldaan, is de zg. aftastingsdistorsie het kleinste⁶⁾.

Het richtkoppel is verkregen doordat één eind van de magneet in een rubberring (R, fig. 1) is

⁶⁾ Het valt buiten het bestek van dit artikel, hier nader op in te gaan. Vermeld zij slechts dat de arm van de groeftaster zo geconstrueerd moet zijn dat het symmetrievlak van het aftaststelsel steeds evenwijdig met de raaklijn aan de ongemoduleerde groef staat (zie b.v. B. B. Bauer, Tracking angle in phonograph pickups, Electronics 18, 110-115, maart 1954). In ons geval komt dit erop neer dat de naaldarm aan deze voorwaarde moet voldoen.



Fig. 6. Philips platenwisselaar type AG 1003, voorzien van de magnetodynamische groeftaster AG 3021.

geklemd. Het samenstel van deze ring en het bewegende systeem heeft dus een zekere stijfheid. Moet om bovengenoemde reden de stijfheid een zekere minimumwaarde hebben, anderzijds maken haar niet groter dan nodig is. Voor lage frequenties namelijk bepaalt de stijfheid grotendeels de kracht die vereist is om de naaldpunt een zekere uitwijking te geven, en deze kracht bepaalt op zijn beurt weer de minimumgrootte van de verticale kracht waarmee de naald op de plaat moet rusten, opdat ontsporen van de naald wordt voorkomen. Op de keuze van deze verticale kracht komen wij in een volgend hoofdstuk nog terug.

Om aan beide eisen te voldoen, hebben wij voor de stijfheid s de waarde 200 N/m ($= 0,2 \times 10^6 \text{ dyne/cm}$) gekozen. Om de naaldpunt de maximale amplitude $\hat{y}_{\max} = 100 \mu$ te geven die bij een normale 78-toerenplaat kan voorkomen, is dus een zijdelingse stijfheidskracht nodig ter grootte van $s\hat{y}_{\max} = 200 \times 100 \times 10^{-6} \text{ N} = 20 \text{ mN}$.

Behalve een richtkoppel, moet het bewegende systeem een bepaalde demping hebben. Het komt niet alleen aan op de al genoemde resonantieverschijnselen, maar ook op de resonantie van de massa van de groeftasterarm met de stijfheid van de groeftaster zelf; deze resonantie ligt bij de Philips platenwisselaars, voorzien van een magnetodynamische groeftaster, bij ca. 30 Hz. De dempende werking van de rubberring is zeer gering; daarom is het tweede leger van de magneet — het onderste (P in fig. 1) — niet van rubber, maar van polyvinylchloride. Dit materiaal heeft in een uitgebreid frequentiegebied een aanzienlijke mechanische demping, maar het richtkoppel dat dit leger levert, is zeer klein. Daar de demping, samen met de effectieve massa en de stijfheid, deel uitmaakt van de mechanische impedantie, mag ze niet te groot worden gemaakt, omdat ook de dempingskracht door de naaldpunt moet worden geleverd. Daarom is het polyvinylchloride-leger zo uitgevoerd dat de magneet er niet klemmend in bevestigd is, maar door de wrijvingskracht van naald op plaat tegen het leger aan getrokken wordt; dit is bereikt door de boring van dit leger iets groter te kiezen dan de diameter van de magneet. In de praktijk blijkt dit voldoende demping te geven, mede dank zij het feit dat dit leger het onderste is, dat zich het dichtst bij de naald bevindt. Verwisseling van de beide legers heeft weinig invloed op het richtkoppel, maar doet de demping sterk afnemen.

De aldus verkregen montage van de magneet is in geen enkele richting star en laat dus behalve rotatie ook andere bewegingen toe. We hebben reeds gezien dat dit ongewenst is met het oog op het ontstaan

van een tweede harmonische door het knijpeffect. Een zodanige legering van de magneet dat alleen rotatie mogelijk is, blijkt echter de weergave „schor” te maken, vooral bij de hoge frequenties. Voor alle groeftastersystemen geldt namelijk dat men in het gebied van de hogere frequenties het bewegende systeem verscheidene vrijheidsgraden moet geven, zodat het binnen zekere grenzen zodanig kan bewegen dat de mechanische impedantie het kleinst is. Wat betreft rotatie, zal dit het geval zijn voor rotatie om die as ten opzichte waarvan het traagheidsmoment het kleinst is. De horizontale en de verticale bewegingen van de naaldpunt — en dus ook die van het gehele bewegende systeem — zijn bij de hoge frequenties zeer gecompliceerd en grotendeels oncontroleerbaar: de amplitudes bedragen ten hoogste enkele microns en de versnellingen bereiken de al genoemde waarde van honderden malen g . Neemt men één vrijheidsgraad van het bewegende systeem weg, dan zal dit de mechanische impedantie aan de naaldpunt zodanig kunnen doen stijgen dat de modulatiekrachten oplopen tot waarden waarbij van distorsieloze aftasting geen sprake meer kan zijn. Bij iedere groeftaster moet men dus een gunstig compromis zoeken tussen het aantal vrijheidsgraden van het bewegende systeem en het opwekken van spanning door ongewenste bewegingen. Al naar de constructie van de groeftaster, komt dit compromis gunstiger of ongunstiger te liggen. Een systeem zoals het magnetodynamische, waarbij althans in principe slechts één bewegingsvorm spanning opwekt, is in dit opzicht aanzienlijk in het voordeel ten opzichte van een systeem waarbij door meer dan één bewegingsvorm spanning wordt geleverd.

Het juk

Het juk moet een zo groot mogelijk magnetisch geleidingsvermogen hebben en is daarom gemaakt van een materiaal met grote beginpermeabiliteit. Het bestaat uit een gebogen strip met een doorsnede van $6 \times 0,35 = 2,1 \text{ mm}^2$.

Heeft de naaldpunt een amplitude y van $0,1 \text{ mm}$, dan bedraagt de amplitude van de wisselflux door het juk:

$$\Phi_j = \Phi_m \frac{\hat{y}}{l} = 0,7 \times 10^{-6} \times \frac{0,1}{5} = 14 \times 10^{-9} \text{ Vs.}$$

De hierbij behorende inductie in het juk is dus:

$$B_j = \frac{14 \times 10^{-9}}{2,1 \times 10^{-6}} \approx 7 \times 10^{-3} \text{ Vs/m}^2 (= 70 \text{ gauss}).$$

Dit is een zeer lage waarde, zodat van distorsie als gevolg van verzadiging van het juk geen sprake is (de verzadigingsinductie van het materiaal is

ongeveer $0,5 \text{ Vs/m}^2$). Magnetische asymmetrie zal evenmin een ontoelaatbaar hoge inductie in het juk doen optreden, want zelfs al ging de gehele flux Φ door het juk, dan zou de statische inductie in het juk nog maar $0,35 \text{ Vs/m}^2$ bedragen.

De lage waarde van de wisselinductie heeft nog een ander voordeel dan de afwezigheid van distorsie door verzadiging, en wel dit dat men geen gevaar te duchten heeft van ruis als gevolg van het omklappen der gebiedjes van Weiss (men denke aan de bekende proef van Barkhausen⁷⁾, die dit omklappen als ruis hoorbaar maakt). De afwezigheid van deze ruis is bevestigd door een proef, waarbij de naald werd aangedreven met grote amplitude en lage frequentie; met deze beweging samenhangende ruis was daarbij in het geheel niet aantoonbaar.

Samen met twee aluminiumringen, waarin later de reeds besproken legers worden geplaatst, wordt het juk met de spoelen ingegoten in een polyesterhars. Aldus ontstaat een stevig blokje (4, fig. 4), waarin de plaatsen voor de legers zuiver ten opzichte van het juk zijn gecentreerd. Het sluit de spoelen volkomen af, waardoor de groeftaster zelfs tegen een tropisch klimaat bestand is.

De twee spoelen vormen samen een nagenoeg astatisch systeem en zijn dus weinig gevoelig voor magnetische stoorvelden (afkomstig van de grammofoonmotor en eventueel naburige transformatoren). Wegens de betrekkelijk hoge uitgangsspanning draagt ook de lus, gevormd door de leiding die de groeftaster verbindt met de versterker, weinig storing bij. In beide opzichten steekt de magnetodynamische groeftaster gunstig af bij elektrodynamische en andere magnetische groeftasters. Niettemin is hij, om ook de laatste storingsresten op te heffen, voorzien van een magnetische afscherming. Deze bestaat uit een diep getrokken kapje (5, fig. 4), waarin het bovengenoemde blokje, nadat de beide legers erin zijn geplaatst, wordt vastgeplakt.

Het aldus afgeschermd systeem wordt ten slotte gemonteerd in een huis van „Philite”. Dit is voorzien van een aansluiting via welke men de magnetische afscherming kan verbinden met de massa van de versterker, zodat de magnetische afscherming tevens dienst doet als elektrostatische afscherming. Ook het juk is hiermee verbonden, hetgeen ongewenste verschijnselen voorkomt die anders zouden ontstaan door statische lading, opgewekt door de wrijving van de naald over de grammofoonplaat.

De gunstigste waarde van de verticale naaldkracht

De verticale kracht F_v waarmee de naald op de plaat drukt, is een belangrijke grootte. In het algemeen is het, met het oog op slijtage, wenselijk deze kracht klein te houden. Bij een te lichte groeftaster echter dreigt de naald uit de groef te lopen. De onderstaande beschouwing laat zien wanneer dit gevaar zich voordoet.

Behalve de verticale kracht F_v werkt op de naaldpunt een laterale kracht F_l , die de resultante van enige zijdelings werkende krachten is. In fig. 7 zijn twee gevallen getekend: a) $F_v > F_l$ en b) $F_v < F_l$. De resultante F_r van F_v en F_l kan ontbonden worden in twee componenten F_{n1} en F_{n2} loodrecht op de groefwanden, die een hoek van (nagenoeg) 90° met elkaar insluiten. F_{n1} wordt in beide gevallen gecompenseerd door een reactiekracht van de linker groefwand op de naaldpunt in het raakpunt Q_1 . In fig. 7a is F_{n2} zo gericht dat F_{n2} wordt gecompenseerd door een reactiekracht in het punt Q_2 , in welk punt de naald dus contact met de rechter groefwand behoudt. In fig. 7b echter is F_{n2} van Q_2 af gericht; de naald zal het contact met de rechter groefwand verliezen en, als F_{n2} de (hier verwaarloosde) wrijving kan overwinnen, langs de linker groefwand omhoog glijden. Dit heeft distorsie tot gevolg en, in het ergste geval, ontsporen van de naald. De grootste waarde van F_l die voorkomt, bepaalt dus de minimumwaarde die F_v moet krijgen om dit gevaar te vermijden.

Zoals gezegd, is F_l de resultante van een aantal zijdelings werkende krachten. Hiervan is bij hoge frequenties de massakracht — het produkt van effectieve massa aan de naaldpunt en versnelling — verreweg de voornaamste. Om de massakracht klein te houden, is bij het ontwerp van de groeftaster ernaar gestreefd, de effectieve massa zoveel mogelijk te beperken; bereikt is een waarde van 3 mg.

De maximaal toelaatbare waarde van de versnelling vindt men door uit te gaan van de kleinste kromtestraal die in de groef mag voorkomen zonder dat er overmodulatie optreedt, d.w.z. een kromtestraal ρ gelijk aan de afrondingsstraal R van de naaldpunt. Was de groef in de toppen sterker gekromd, dan zou namelijk de naald daar drie in plaats van twee contactpunten met de groef krijgen, wat de distorsie sterk zou doen toenemen. Uitgaande van $\rho = R$, komt men voor de grondtrilling tot een topwaarde van de versnelling ter grootte van ca. 300 g (zie ²⁾). Er is dan echter in de snelheid reeds een derde harmonische van ca. 40% aanwezig ⁸⁾,

⁷⁾ H. Barkhausen, Phys. Z. **20**, 401-403, 1919; B. van der Pol Jr., Versl. Kon. Akad. Wet. Amsterdam **29-I**, 341-348, 1920.

⁸⁾ J. A. Pierce en F. V. Hunt, On distortion of sound reproduction from phonograph records, J. Acoust. Soc. Amer. **10**, 14-28, 1938-'39; W. D. Lewis en F. V. Hunt, A theory of tracing in sound reproduction from phonograph records, J. Acoust. Soc. Amer. **12**, 348-365, 1940-'41.

in de versnelling dus een van $3 \times 40 = 120\%$. Deze in aanmerking nemend, komen we tot een totale versnelling van $(100 + 120)\%$ van 300 g , d.i. $660\text{ g} \approx 6600\text{ m/s}^2$. Met de effectieve massa van 3 mg geeft dit een maximale massakracht van $3 \times 10^{-6} \times 6600\text{ N} \approx 20\text{ mN}$.

Uit oscillografische meting van de spanning die de groeftaster levert, is gebleken dat aan de naaldpunt soms nog grotere versnellingen dan 6600 m/s^2 — en dus overeenkomstig grotere massakrachten — optreden. Deze grotere versnellingen kunnen hun oorzaak vinden in grotere modulatiesnelheden van de groef ($\varrho < R$) — dus in overmodulatie, die de distorsie sterk doet toenemen, wat op zijn beurt, door het ontstaan van harmonischen, eveneens de versnelling vergroot —, deels ook in opslingering van de amplitude van de naald door de zg. groef-naaldresonantie⁹⁾.

tegelijk met hoge frequenties aanwezig zijn. Aldus komen we tot een maximale laterale kracht F_l van $20 + 15 + 20 = 55\text{ mN}$; F_v zal dus op zijn minst deze waarde moeten hebben. Er komt echter nog iets bij: het knijpeffect maakt dat F_v periodiek in grootte wisselt; de amplitude van de wisselcomponent kan ca. 10 mN bedragen, zodat men voor de statische waarde van F_v op zijn minst $55 + 10 = 65\text{ mN}$ moet verlangen.

Deze berekening is uiteraard slechts een benadering van de werkelijke toestand. In aanmerking genomen echter dat de ongunstigste omstandigheden zelden alle tegelijk zullen voorkomen, stemt de berekende minimumwaarde van 65 mN goed overeen met de experimenteel gevonden waarde.

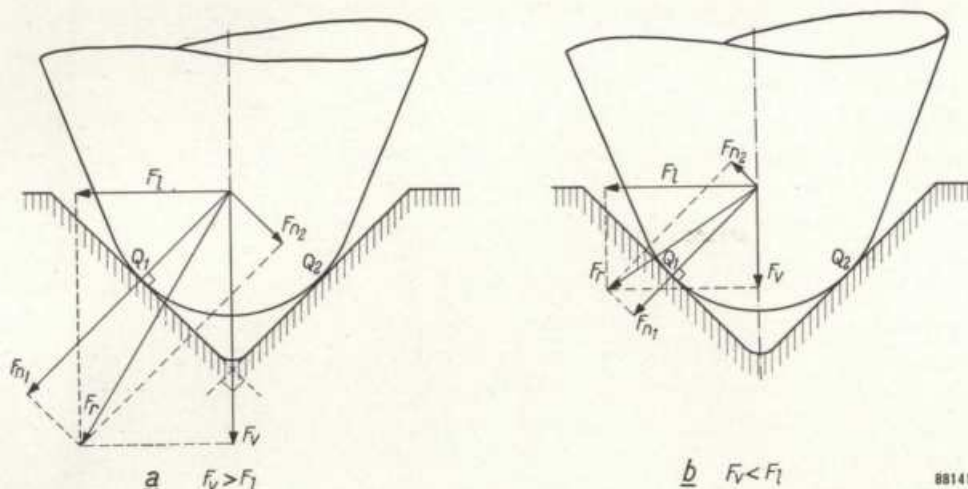


Fig. 7. Krachten op naaldpunt. F_v verticale kracht waarmee de naald op de grammofoonplaat rust. F_l totale laterale kracht. a) $F_v > F_l$, b) $F_v < F_l$. De resultante F_r van F_v en F_l heeft de componenten F_{n1} en F_{n2} loodrecht op de beide groefwanden. F_{n2} is in (a) zo gericht dat de naald in Q_2 contact met de rechter groefwand behoudt, en in (b) zo dat dit contact verloren gaat en de naald langs de linker groefwand omhoog glijdt. (Wrijving en indrukkingen in de groefwanden zijn verwaarloosd.)

Behalve de beschouwde massakracht, zijn er nog twee andere laterale krachten. Ten eerste is er de constante kracht die de groeftaster van buiten naar binnen over de plaat beweegt; deze kracht bedraagt bij de Philips grammofoons 15 mN . Ten tweede de stijfheidskracht; hiervoor hebben wij boven voor normale 78-toerenplaten als maximale waarde 20 mN gevonden als het produkt van de stijfheid $s = 200\text{ N/m}$ en een maximale uitwijking $\hat{y}_{\max} = 100\text{ }\mu$. Dergelijke grote uitwijkingen komen alleen voor bij lage frequenties, maar deze kunnen

Voor het feilloos spelen van extreem diep gemoduleerde platen blijkt namelijk een kracht van 60 tot 70 mN juist voldoende te zijn, mits aan legers en balancerings van de arm de uiterste zorg is besteed. Voor professionele apparatuur is grote zorgvuldigheid geen onoverkomelijk bezwaar, maar voor grammofoons voor huiskamergebruik stelt men de eis dat met een eenvoudige en weinig kostbare armconstructie een goede aftasting van de groef wordt verkregen. Om deze reden is voor F_v een wat grotere waarde genomen, en wel ca. 100 mN (ca. 10 gram-kracht). Deze waarborgt niet alleen stabiele werking, maar tevens minimale slijtage; experimenteel is namelijk gebleken dat bij krachten kleiner dan 100 mN de slijtage weer toeneemt.

⁹⁾ J. B. S. M. Kerstens, Mechanische verschijnselen bij de hogetonenweergave van groeftasters, Philips techn. T. 18, 95-103, 1956 (no. 3), in het bijzonder blz. 100-102. Zie ook het vervolg op het onderhavige artikel.

In deel II van dit artikel zullen enige eigenschappen van de magnetodynamische groeftaster worden behandeld, o.a. de frequentiekaracteristieken.

Samenvatting. De nieuwe, magnetodynamische, groeftaster (grammofoonopnemer) AG 3020/21 werkt met een staafvormig magneetje, dat loodrecht op zijn as is gemagnetiseerd en om deze as draaibaar tussen de einden van een magnetisch geleidend juk is opgesteld. De beweging van de naald door de slingerende groef in de grammfoonplaat wordt via een aan de magneet bevestigd dwarsarmpje (naaldarm) omgezet in een heen-en-weerdraaiende beweging van de magneet. Deze draaiing produceert een wisselflux door het juk, zodat in de spoelen, die op het juk zijn aangebracht, een wisselspanning

wordt geïnduceerd. De magneet is draaibaar in twee legers. Het bovenste leger, van rubber, geeft de magneet een richtkoppel; het onderste, van polyvinylchloride, zorgt voor de nodige demping van ongewenste resonanties. De groeftaster wordt gefabriceerd in twee uitvoeringen: type AG 3020 met als naald een saffier, passend in normale 78-toerenplaten, en type AG 3021 met een naald van diamant, voor microgroefplaten. De niet-lineariteit van de omzetting der draaiende beweging van de magneet in een elektrische spanning is uitermate gering. De gevoeligheid (effectieve spanning in verhouding tot topsnelheid) is ca. $4 \text{ mV}/(\text{cm} \times \text{s}^{-1})$. Een beschouwing over de kracht F_v waarmee de naald op de plaat drukt, levert als gunstigste waarde, voor grammofoons voor huiskamergebruik: $F_v = 100 \text{ mN}$ ($\approx 10 \text{ gram-kracht}$), welke kracht voldoende is om ontsponen te voorkomen en tevens gepaard gaat met de geringste slijtage. De groeftaster is bestand tegen een tropisch klimaat.

EEN AUTOMATISCHE INDICATOR VAN DE RUISFACTOR

621.317.34:621.396.822

Ieder uitgangssignaal van een versterker is vergezeld van een onvermijdelijk soort storingen in hetzelfde frequentiegebied als dat signaal. Oorzaken van zulke storingen zijn o.a. de thermische beweging van de elektronen in weerstanden, en de onregelmatige overgang der elektronen van katode naar anode in versterkbuizen. Deze storingen worden gewoonlijk samengevat onder de naam ruis; hun amplitudes zijn verdeeld volgens het toeval, dus volgens een kromme van Gauss.

De mate waarin een versterker ruis produceert, wordt uitgedrukt door de ruisfactor F . Deze is voor een lineaire versterker (met een impedantie Z_i tussen de ingangsklemmen) bij een frequentie f gedefinieerd als de verhouding van het uitgangsisvermogen ΔP_n in het frequentie-interval $(f - \frac{1}{2}\Delta f)$ tot $(f + \frac{1}{2}\Delta f)$, tot het gedeelte van ΔP_n dat veroorzaakt wordt door de thermische ruis van Z_i — een en ander terwijl Z_i de temperatuur 290°K heeft.

De ruisfactor is een functie van de frequentie. Om niettemin de ruis eigenschappen van een versterker te kunnen kenmerken door één getal, heeft men de zg. gemiddelde ruisfactor F_m ingevoerd. Deze is bij definitie ¹⁾ de verhouding van het totale uitgangsisvermogen P_n tot het gedeelte van P_n dat veroorzaakt wordt door de thermische ruis van Z_i , wederom bij Z_i op een temperatuur van 290°K . Waar wij in het vervolg kortweg spreken

van ruisfactor, bedoelen wij steeds deze gemiddelde ruisfactor F_m .

In talrijke gevallen is het wenselijk, te beschikken over een methode om de ruisfactor te meten, b.v. aan versterkers in de relaisstations van radioverbindingen op dm- of cm-golven en in radioastronomische apparatuur ²⁾. Een methode voor het meten van de ruisfactor berust op het feit dat het door een weerstand geleverde ruisvermogen evenredig is met de absolute temperatuur van de weerstand. Men neemt volgens deze methode als ingangsweerstand eerst een weerstand die b.v. bij kamertemperatuur een passende waarde heeft, en dan een weerstand die dezelfde waarde heeft bij een andere bekende temperatuur, b.v. die van vloeibare stikstof. Uit de beide temperaturen, de weerstandswaarde en de beide uitgangsisvermogens (gemeten met een thermokoppel) volgt dan op eenvoudige wijze de ruisfactor.

Een andere bekende methode berust hierop dat men door de ingangsweerstand een bekende ruisstroom stuurt, b.v. de stroom die door een verzaagde diode loopt ³⁾. De gemiddelde waarde van het kwadraat der fluctuaties i in de stroom is bepaald door

$$\bar{i}^2 = 2eI\Delta f, \dots\dots\dots (1)$$

waarin e de lading van het elektron is en I de gemiddelde waarde van de diodestroom. Schakelt men tussen de ingangsklemmen van de versterker een

¹⁾ Deze definitie is in overeenstemming met de Amerikaanse norm 53 IRE 7 S1. In de literatuur vindt men ook wel enigszins afwijkende definities; zie b.v. Philips techn. T. 2, 329, 1937; 6, 133, 1941; 11, 84, 1949.

²⁾ Zie b.v. C. A. Muller, Philips techn. T. 17, 249-259 en 341-353, 1955 (nos. 9 en 11).

³⁾ Zie b.v. Philips techn. T. 2, 330, 1937.

weerstand R_i die klein is ten opzichte van de inwendige weerstand van de ruisdiode, en stuurt men door R_i een zodanige ruisstroom dat het ruisvermogen aan de uitgang er juist twee maal zo groot door wordt, dan geldt voor de ruisfactor:

$$F_m = \frac{e}{2kT} I R_i,$$

waarin k de constante van Boltzmann is en T de absolute temperatuur van de weerstand R_i . Vult men voor de constanten e en k hun getalwaarde in ($e = 1,60 \times 10^{-19}$ C, $k = 1,38 \times 10^{-23}$ J/°K) en voor T de waarde 290 °K, dan vindt men:

$$F_m = 20,0 I R_i. \dots \dots (2)$$

(Voor frequenties hoger dan ca. 100 MHz moet op de formules (1) en (2) een correctie wegens het looptijdeffect worden aangebracht; absolute ijking met een weerstand als ruisbron is dan aan te raden.)

In plaats van door toevoegen van dioderuis het uitgangsisruisvermogen te verdubbelen, kan men ook de spanningsversterking van de te onderzoeken versterker tijdelijk een factor $\sqrt{2}$ verkleinen en tegelijk door toevoegen van dioderuis het uitgangsisruisvermogen op de oude waarde terugbrengen. De sterkte van de bijgevoegde ruis is dan weer een maat voor de ruisfactor (mits natuurlijk het variëren van de versterking gebeurt op een plaats in de schakeling waar het geen merkbare invloed heeft op de ruisfactor of op de bandbreedte).

Deze methode zou als volgt ten uitvoer gebracht kunnen worden. Men laat b.v. de voorspanning van de laatste buis in de versterker (de laatste, omdat deze nagenoeg niets tot de uitgangsisruis bijdraagt) periodiek heen-en-weerspringen tussen de waarde waarbij de versterking A is, en de waarde waarbij de versterking $A/\sqrt{2}$ is; wij noemen deze intervallen de oneven resp. de even halve periodes. Synchroon met dit variëren van de versterking wordt de anodespanning van de diode zo gemoduleerd dat er in de oneven halve periodes geen diodestroom loopt en in de even halve periodes een verzadigingsstroom met de waarde I . Deze stroom is regelbaar met de gloeistroom van de diode, die een direct verhitte katode van wolfram heeft. Men regelt nu de gloeistroom zo dat de gedetecteerde uitgangsspanning van de te onderzoeken versterker zo klein mogelijk wordt. Is deze toestand bereikt, dan compenseert de toegevoegde dioderuis juist de $\sqrt{2}$ -voudige verkleining van de versterking, en volgens (2) is de diodestroom I waarbij dit het geval is, een maat voor de gezochte ruisfactor.

Aldus zou men een direct aanwijzende ruisfactormeter kunnen construeren, maar deze zou

noeg enigszins omslachtig in het gebruik zijn, daar men telkens met de hand de gloeistroom zo zou moeten instellen dat de gedetecteerde uitgangsspanning minimaal werd. Staat men b.v. voor de taak, een versterker in te stellen op minimale ruisfactor, dan zou men na iedere wijziging van een netwerkparameter opnieuw op de boven beschreven wijze de ruisfactor moeten meten, en als er drie of meer netwerkparameters voor regeling in aanmerking komen, kan het vinden van de beste instelling een werk zijn dat dagen in beslag neemt. Veel vlugger zou men klaar zijn indien men beschikte over een instrument dat, zonder dat men er met de hand iets aan behoeft in te stellen, automatisch de ruisfactor aanwijst, zodat men het effect van elke wijziging in de versterker onmiddellijk kan zien ⁴⁾.

Dit doel nu is te bereiken door de zoëven beschreven inrichting uit te breiden met een automatische regeling van de gloeistroom op de waarde waarbij de gedetecteerde uitgangsspanning minimaal is ⁵⁾. Het verloop van deze spanning bij een te kleine, bij de juiste en bij een te grote waarde van de diodestroom I is voorgesteld in resp. fig. 1a, b en c; het is een kanteelspanning van 400 Hz (deze frequentie hebben wij gekozen voor het variëren van de versterking en het moduleren van de diode), die door nul gaat en in fase omkeert wanneer I de juiste waarde passeert. Om een doeltreffend regelsysteem te krijgen, nemen wij als gloeistroom voor de ruisdiode een stroom van eveneens 400 Hz, en deze laten wij leveren door een versterker die geregeld wordt door de gedetecteerde uitgangsspanning. (Bij dit regelen is de tussenkomst van een selectieve, op 400 Hz afgestemde, versterker nodig, omdat alleen de component met 400 Hz moet worden versterkt.) Is I te klein, dan wordt automatisch de gloeistroom, en daarmee I , groter; is I te groot, dan neemt de gloeistroom af.

Zoals typerend is voor een automatisch regelsysteem, wordt de „werkelijke waarde van de uitgangsgrootte” vergeleken met de „gewenste waarde”, en dient het verschil ter bijregeling van het „oorzakelijk element”. In ons geval is de werkelijke waarde van de uitgangsgrootte de uitgangsspanning tijdens de even halve periodes, de gewenste waarde is de uitgangsspanning tijdens de oneven

⁴⁾ Wij danken de heer Ch. Seeger (Stichting Radiostraling van Zon en Melkweg, Leiden) omdat hij ons op het belang van zulk een instrument heeft attent gemaakt en over een eerste opzet ervan met ons heeft gediscussieerd.

⁵⁾ Na afsluiting van ons onderzoek zijn twee publikaties verschenen (Amerikaans octrooijschrift 2 691 098 van 5 oktober 1954, ten name van W. Selove, en een artikel van H. Wallmann, Acta Polytechnica (El. Eng. Series) 6, 1955, no. 6), waarin instrumenten voor hetzelfde doel zijn beschreven, met kleine verschillen in constructie.

halve periodes, het verschil is de kanteelvormige gedetecteerde uitgangsspanning, en het oorzakelijk element is de ruisdiode.

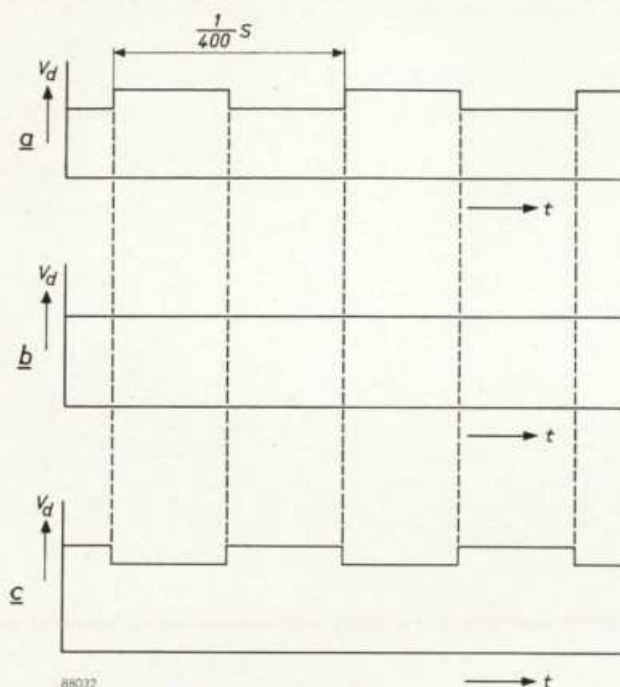


Fig. 1. Gedetecteerde uitgangsspanning, a) bij te kleine, b) bij de juiste en c) bij te grote gloeistroom van de ruisdiode. De frequentie waarmee de versterking wordt gevarieerd en de ruisdiode gemoduleerd, is hier 400 Hz.

In het blokschema fig. 2 is de werking verduidelijkt. G is een RC-generator, die een sinusvormige spanning van 400 Hz levert. De hierop aangesloten versterker A_1 verschaft de gloeistroom I_h voor de ruisdiode D . Op G is ook aangesloten een impulsvormer P , waarin de sinusvormige spanning wordt

versterkt en zodanig afgesneden dat een kanteelspanning ontstaat. Deze zorgt ten eerste voor het periodiek variëren van de versterking van de te onderzoeken versterker A_0 tussen de waarden A en $A/\sqrt{2}$; daartoe wordt de kanteelspanning met instelbare amplitude op de katode van de laatste buis in A_0 gebracht. Ten tweede dient de kanteelspanning voor het synchroon openen en sluiten van de ruisdiode. Deze laatste levert gedurende de even halve periodes ruisstroom door de ingangsweerstand R_i van de versterker A_0 . De selectieve versterker A_2 versterkt alleen de 400 Hz-component van de door een detector Det gedetecteerde uitgangsspanning en corrigeert de versterker A_1 zodanig dat deze ten naaste bij de juiste gloeistroom levert. Deze laatste wordt des te dichter benaderd naarmate de „rondversterking” in de gesloten keten $A_0-Det-A_2-A_1-D-A_0$ groter is.

Voor R_i kan men in principe iedere waarde nemen mits klein ten opzichte van de inwendige weerstand van de ruisdiode. Een geschikte waarde is 50 ohm, aangezien hierop alle apparatuur voor dm- en cm-golven in een groot deel van de wereld is genormaliseerd. Blijkens (2) is met $R_i = 50$ ohm de ruisfactor juist gelijk aan $2 \times$ het afgelezen aantal mA van de diodestroom (men bedenke dat deze stroom slechts gedurende de helft van de tijd loopt en I dus $2 \times$ zo groot is als de afgelezen waarde).

Een foto van een door ons uitgevoerd instrument volgens het beschreven principe vindt men in fig. 3.

Nog enkele woorden over de meetnauwkeurigheid. Deze vindt een principiële grens in het feit dat de uitgangsspanning gedurende de even halve periodes slechts bij benadering gelijk gemaakt kan worden aan die gedurende de oneven halve periodes,

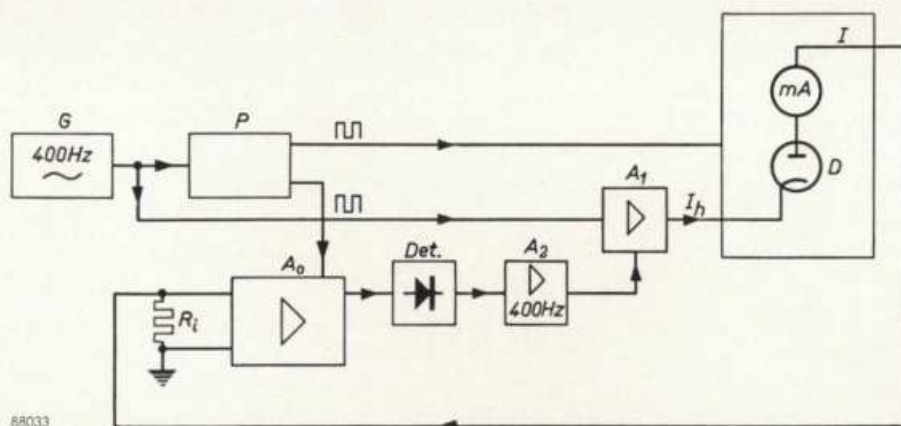


Fig. 2. Blokschema van de automatische ruisfactorindicator. De RC-generator G wekt een sinusvormige spanning van 400 Hz op. A_1 versterker die de gloeistroom I_h voor de ruisdiode D levert. P impulsvormer, die een kanteelspanning van 400 Hz geeft. A_0 versterker waarvan men de gemiddelde ruisfactor wil meten. R_i ingangsweerstand. Det detector. A_2 selectieve versterker, die alleen een smal gebied bij 400 Hz doorlaat en de versterking van A_1 regelt. Op de mA-meter leest men de gemiddelde ruisfactor af.

daar immers beide ruisspanningen zijn. De onnauwkeurigheid die hierdoor ontstaat, kan worden verminderd door de bandbreedte β van de selectieve versterker A_2 (fig. 2) te verkleinen (strikt genomen, wordt de bandbreedte na detectie mede bepaald door de tijdconstante van de gloeidraad der diode). Detecteert men namelijk een breed, rechthoekig gedacht, ruisspectrum (bandbreedte Δ) en stuurt men het resultaat door een filter (bandbreedte $\beta \ll \Delta$), dan verkrijgt men een spanning waarvan de effectieve waarde V de relatieve fluctuatie

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{\pi^{\frac{3}{2}}}{2\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\beta}{\Delta}} \approx 2 \sqrt{\frac{\beta}{\Delta}}$$

vertoont ⁶⁾. Bij versterkers voor dm-golven (waarvoor ons instrument in de eerste plaats is ontwikkeld) kan Δ b.v. 5×10^6 Hz zijn; met $\beta = 5$ Hz is $\sqrt{\beta/\Delta}$ dan in de orde van 10^{-3} en de onnauwkeurigheid dus niet groter dan enige $\%$.

Voor frequenties boven 1000 MHz is de hoogvacuümdiode met wolframgloeidraad niet de geschikteste ruisbron. Men kan daar beter gebruik maken van een gasontladingsbuis ⁷⁾, b.v. een van de voor ruismetingen ontwikkelde buizen type K 50A of K 51A. Bij deze buizen is de ruis niet met de gloeistroom regelbaar. De beschreven meetmethode kan echter zo worden gewijzigd dat, in plaats van de gloeistroom, de verhouding van de duur der oneven en even intervallen wordt

⁶⁾ Deze formule volgt uit berekeningen van R. H. Dicke, Rev. sci. Instr. 17, 268-275, 1946.

⁷⁾ K. S. Knol, Philips Res. Rep. 6, 289-302, 1951.



Fig. 3. Automatische ruisfactorindicator volgens het blok-schema fig. 2. (Het instrument wordt niet gefabriceerd.)

geregeld. De even intervallen (gedurende welke ruis wordt toegevoegd) moeten dan zo lang gemaakt kunnen worden dat zij overeenkomen met een ruisfactor groter dan die welke men wil meten. Daar de gasontladingsbuis continu moet werken, maakt men gebruik, hetzij van een versterkbuis die beurtelings versterkt en onderdrukt („poortbuis”), hetzij van een verzwakker waarvan de verzwakking elektrisch wordt gevarieerd. Op nadere bijzonderheden van deze varianten zullen wij hier niet ingaan.

F. L. H. M. STUMPERS en N. van HURCK.

TOEPASSING VAN FERROXCUBE VOOR NIET-RECIPROKE GOLFGELEIDERS

door H. G. BELJERS.

621.372.852.223:621.318.134:538.566.5

Tot voor kort beperkten zich de toepassingen van het ferroxcube tot spoelkernen of andere magnetische circuits, waarbij de hoogst mogelijke frequenties (10 tot 100 MHz) door de toelaatbare verliezen bepaald werden. Het is echter gebleken dat bij veel hogere frequenties (1000 tot 30 000 MHz), waar de magnetische verliezen zeer groot kunnen zijn, eveneens belangrijke toepassingsmogelijkheden liggen, in het bijzonder voor magnetisch gepolariseerde ferrieten, zoals ferroxdure en gemagnetiseerd ferroxcube. Op de theorie en de praktijk van deze toepassingen wordt in dit artikel nader ingegaan.

Het reciprociteitsbeginsel

In vele gebieden van de fysica, zoals b.v. de mechanica, de optica, de elektriciteitsleer, geldt het zg. reciprociteitsbeginsel¹⁾, dat men als volgt kan formuleren. Indien een oorzaak X , aangrijpend in een punt A van een systeem, in het punt B een effect x teweegbrengt, dan zal dezelfde oorzaak X , aangrijpend in B , in A een even groot effect x doen ontstaan.

Een eenvoudig voorbeeld uit de elasticiteitsleer toont fig. 1. Een eenzijdig ingeklemde horizontale staaf is aan het uiteinde A belast met een gewicht X , waardoor het punt B een verticale verplaatsing x ondergaat. Grijpt hetzelfde gewicht X aan in B , dan zal de verplaatsing van A eveneens x bedragen (niettegenstaande het feit dat de vorm van de doorgebogen staaf in beide gevallen verschillend is).

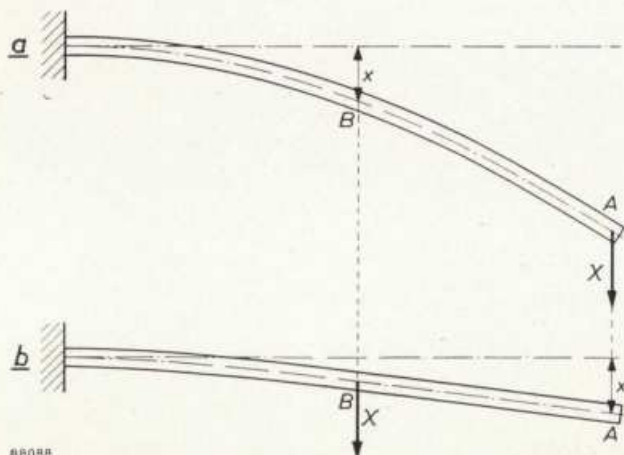


Fig. 1. Eenzijdig ingeklemde horizontale staaf, als voorbeeld van het reciprociteitsbeginsel in de elasticiteitsleer. Een kracht X bij A veroorzaakt bij B een verplaatsing x . Dezelfde kracht X bij B veroorzaakt bij A een even grote verplaatsing.

Een elektrisch voorbeeld vindt men in een zg. lineair netwerk (samengesteld uit weerstanden, capaciteiten en zelfinducties). Hiervoor geldt dat als een elektromotorische kracht X , werkend in een tak A van het netwerk, in een tak B een stroom x veroorzaakt, dezelfde e.m.k. X , werkend in tak B , in tak A dezelfde stroom x doet ontstaan; dit geldt niet alleen voor gelijkspanningen en -stromen, maar ook voor wisselspanningen en -stromen, waarbij de stromen x in A en B dan niet alleen gelijke amplitude, maar ook gelijke fase hebben.

Bij de studie van de uitbreiding van de elektromagnetische golven heeft men met succes gebruik gemaakt van de reciprociteit, b.v. om de geschiktste plaats voor een radiozender te bepalen²⁾. In plaats van hiervoor een vaste ontvanger op te stellen in een punt B en de opstellingsplaats A van een proefzender te variëren, kon men volstaan met een vaste zender in B , waarvan de ontvangst in een variabel punt A werd gemeten, hetgeen uiteraard vlugger en economischer kon worden uitgevoerd.

Een eenvoudig optisch voorbeeld van reciprociteit is het feit dat een planparallele plaat, waarop een energiestroom I invalt, een stroom aI doorlaat, ongeacht van welke zijde de energie de plaat treft.

Er bestaan echter uitzonderingen op de reciprociteit. In de mechanica ziet men een voorbeeld bij het gedrag van een snel draaiende tol (gyroscop, fig. 2). Stel dat deze, uit z gezien, in positieve zin (kloksgewijs) roteert. Een positief draaiend koppel, werkend om de x -as gedurende een tijd t , zal de draaiingsas van de tol doen draaien om de y -as (dus in het x,z -vlak) over een hoek θ , en wel, uit y gezien, in negatieve zin. Een even groot positief koppel, gedurende een tijd t werkend om de y -as, veroorzaakt een draaiing van de tolas om de x -as

¹⁾ Door Helmholtz uitgesproken in J. Math. 56, 29, 1859, voor de mechanica geformuleerd door E. Betti, Nuovo Cimento 1872. Zie ook Rayleigh, Proc. London Math. Soc. 4, 357-368, 1873; Sci. Pap. I, blz. 170-181 en Enz. Math. Wiss. IV (4), blz. 86, noot.

²⁾ Balth. van der Pol, Voortplanting van de omroepgolven over Nederland, Natuurk. Voordr. Mij. Diligentia, 's-Grav., 12, 129-136, 1934.

(in het y,z -vlak) over een zelfde hoek θ , uit x gezien in positieve zin. De grootte van het effect stemt in beide gevallen overeen, maar het teken niet.

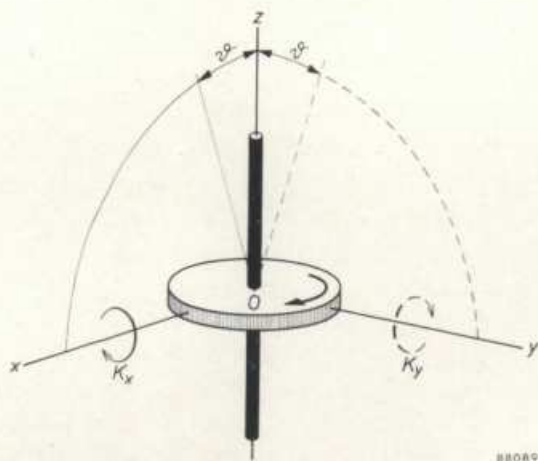


Fig. 2. Een tol, als voorbeeld uit de mechanica waarbij niet aan het reciprociteitsbeginsel is voldaan. Een koppel K_x , werkend om de x -as, doet de tolas uitwijken in het $x-z$ -vlak. De hoek θ is evenredig met het produkt van K_x en de werkingsduur t van het koppel. Uit y gezien, is de uitwijking naar links. Een even groot koppel K_y om de y -as, met dezelfde draaizijn, veroorzaakt een uitwijking in het $y-z$ -vlak over een hoek θ , uit x gezien naar rechts.

Een optisch geval waarbij het reciprociteitsbeginsel niet opgaat, is de welbekende proef van Rayleigh³⁾. Deze is geschetst in fig. 3. In A bevindt zich een polarisator (nicol of „Polaroid” plaatje) waarvan de polarisatierichting verticaal staat, bij B een dergelijke polarisator waarvan de polarisatierichting, van uit A gezien, over 45° kloksgewijs is gedraaid. Tussen A en B staat een solenoïde C , die een magnetisch veld opwekt. In dit veld bevindt zich een doorzichtige staaf (of vloeistofkolom), bestaande uit een substantie die het verschijnsel der magnetische draaiing van het polarisatievlak (Faraday-effect) vertoont. Deze draaiing is voor diamagnetische stoffen „positief”, d.w.z., ongeacht de voortplantingsrichting, in dezelfde zin als de stroom die het magnetisch veld veroorzaakt. (Bij paramagnetische stoffen is, naast een diamagnetische, een paramagnetische bijdrage aanwezig, die meestal het tegengestelde teken vertoont.) De aard van de substantie, de richting van de stroom, de lengte van de spoel en de sterkte van het veld worden bij de proef zodanig bij elkaar aangepast dat de draaiing, voor licht dat zich voortplant van A naar B , kloksgewijs is en 45° bedraagt. Een van links invallende lichtbundel wordt bij A gepolariseerd en de polarisatierichting

zal bij aankomst in B zo gedraaid zijn dat de bundel bij B volledig wordt doorgelaten. Daarentegen zal bij een van rechts invallende bundel, na polarisatie door B , de polarisatierichting bij aankomst in A 45° tegen de klok in zijn gedraaid en dus loodrecht staan op de doorlatingsrichting van A . Deze bundel wordt door A volledig tegengehouden. Het stelsel is dus in de richting AB voor licht doorlatend, in de richting BA daarentegen niet. In tegenstelling hiermee is hetgeen men zou waarnemen als tussen beide polarisatoren niet een magnetisch draaiende, maar een van nature draaiende substantie (kwarts, suikeroplossing) was geplaatst. Dan zou namelijk, indien de draaiing van A naar B een kloksgewijze draaiing is, eveneens die van B naar A kloksgewijs zijn en de doorlating in beide richtingen even groot.

Ook bij de voortplanting van radiogolven kan de reciprociteit doorbroken worden, namelijk weer in die gevallen waar magnetische draaiing van het polarisatievlak optreedt. De bovengenoemde reciprociteit van radiozender en -ontvanger gaat b.v. niet meer op wanneer de ontvangst hoofdzakelijk door tussenkomst van reflecties tegen de Heavyside-laag geschiedt en daarbij, onder invloed van het magnetische veld van de aarde, een merkbare draaiing van het polarisatievlak plaatsvindt.

Opdat lineaire elektrische netwerken niet voldoen aan het reciprociteitsbeginsel, is het noodzakelijk dat zij het niet-reciproke netwerkelement bevatten dat door Tellegen⁴⁾ een „ideale gyrator” is genoemd, of althans een onderdeel waarvan het vervangingsschema, naast reciproke elementen, zoals weerstanden, zelfinducties en capaciteiten, een ideale gyrator bevat.

In het gebied der microgolven kan men zulke niet-reciproke onderdelen inderdaad realiseren,

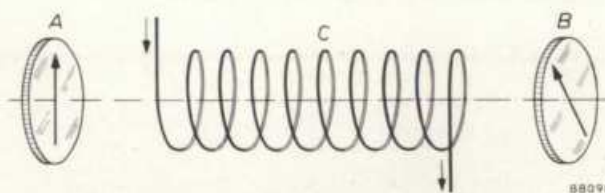


Fig. 3. Proef van Rayleigh, een optisch voorbeeld dat in strijd is met het reciprociteitsbeginsel. A en B zijn polarisatoren (b.v. nicols). B is, vanuit A gezien, 45° kloksgewijs gedraaid. C is een stroomspoel waarbinnen zich een diamagnetische stof (met positief Faraday-effect) bevindt; het polarisatievlak van een hierdoor lopende gepolariseerde lichtbundel wordt steeds gedraaid in de richting van de stroom die het magneetveld teweegbrengt. De opstelling laat een lichtbundel door in de richting van links naar rechts, maar niet in de omgekeerde richting.

³⁾ Rayleigh, Phil. Trans. 176, 343-366, 1885; Sci. Papers II, 360-383.

⁴⁾ Zie b.v. B. D. H. Tellegen, De gyrator, een elektrisch netwerkelement, Philips techn. T. 18, 104-109, 1956 (no. 3).

o.a. weer met gebruikmaking van een magnetische draaiing van het polarisatievlak. Deze mogelijkheid berust op het feit dat er keramische ferromagnetische stoffen bestaan die, wegens hun geringe elektrische geleidingsvermogen, elektrische golven doorlaten. Zo'n stof is b.v. het materiaal ferroxcube. Aanvankelijk werd ferroxcube meestal slechts toegepast voor spoelkernen bij lagere frequenties (beneden 10-100 MHz), en wel op grond van de kleinheid der magnetische verliezen in dit frequentiegebied. In het gebied der microgolven (1000-30 000 MHz), waar ongepolariseerd ferroxcube aanzienlijke verliezen geeft, kan men met behulp van magnetisch gepolariseerd ferroxcube golfgeleiders construeren die als niet-reciproke elementen fungeren. De onderste frequentiegrens wordt daarbij bepaald door het minimale magneetveld, nodig voor magnetische verzadiging, de bovenste door het maximale magneetveld dat men in de praktijk in een golfgeleider tot stand kan brengen.

Bij deze elementen komt het niet-reciproke gedrag tot uiting in het feit dat zij in tegengestelde richtingen een verschillende verzwakking (attenuatie), dus een verschillende doorlating vertonen, hetgeen van direct praktisch belang is in de techniek der microgolven. Zulke elementen (richtingsisolatoren, „unilines“, „Einwegleiter“) worden reeds op vrij grote schaal toegepast. Zij zijn ook herhaaldelijk in de literatuur vermeld ⁵⁾.

In het volgende zullen enkele uitvoeringsvormen van dergelijke niet-reciproke golfgeleiders worden beschreven, na een korte uiteenzetting over het verschijnsel der gyromagnetische resonantie, waarop hun werking berust. Voor de daarin geïnteresseerde lezer wordt aan het slot van dit artikel een iets uitvoeriger theoretische toelichting gegeven.

Gyromagnetische resonantie

Als mechanisch voorbeeld van een apparaat dat de reciprociteit niet vertoont, werd hierboven een tol (gyroscop) genoemd. Ook in de andere voorbeelden wordt feitelijk gebruik gemaakt van een gyroscopisch effect, nl. van het feit dat elektronen, ten gevolge van hun baanbeweging of van hun eigen rotatie (spinbeweging), een gedrag als van een tol vertonen. Meer speciaal berusten de bedoelde toepassingen van ferroxcube op het in 1935 door Landau en Lifshitz voorspelde verschijnsel der gyromagnetische resonantie, dat reeds eerder

in dit tijdschrift is besproken ⁶⁾. Aangetoond is toen dat een „spinnend“ elektron, dat door een magnetisch veld H wordt gericht, rondom de richting van dit veld een vrije precessie kan uitvoeren, met de hoeksnelheid

$$\omega_p = \gamma H, \dots \dots \dots (1)$$

waarin ⁷⁾

$$\gamma = 2,21 \times 10^5 \text{ m/As.} \dots \dots \dots (2)$$

De draaiingszin van de precessie is als die van een stroom die het veld H zou opwekken. Een magnetisch wisselveld, loodrecht op H , doet een gedwongen precessie ontstaan, met dezelfde draaiingszin als de vrije precessie en met de hoekfrequentie van het wisselveld. Deze precessie wordt vooral sterk als ω weinig verschilt van ω_p (resonantie).

Het bovenstaande geldt in de eerste plaats voor een vrij elektron, maar mutatis mutandis ook voor een elektron in een ferromagnetisch kristal. In een kristal is de vrije precessie gedempt en gaat de gedwongen precessie gepaard met verliezen, die vooral groot worden als $\omega \approx \omega_p$. De waarde van ω_p wordt verder in het algemeen niet meer bepaald door de eenvoudige formule (1). Zij hangt op ingewikkelder wijze af van de magnetische toestand in het materiaal. Voor een ellipsoïde van ferroxcube, met één van de assen evenwijdig aan het uitwendig veld H_u (z -richting), volgt ω_p uit de (reeds in I en II genoemde) formule van Kittel:

$$\omega_p = \gamma \sqrt{[H_u + (N_x - N_z)M_s][H_u + (N_y - N_z)M_s]}, \dots \dots (3)$$

waarin M_s de verzadigingsmagnetisatie voorstelt en N_x , N_y en N_z de ontmagnetiseringsfactoren ($N_x + N_y + N_z = 1$).

Met het oog op het volgende is het nuttig het loodrecht op H_u aangebrachte magnetische wisselveld, dat de gedwongen precessie veroorzaakt, te

⁶⁾ H. G. Beljers en J. L. Snoek, Gyromagnetische verschijnselen bij ferrieten, Philips techn. T. **11**, 317-325, 1949, in het vervolg aangeduid met I.

H. G. Beljers, Amplitudemodulatie van centimetergolven met behulp van ferroxcube, Philips techn. T. **18**, 56-61, 1956 (no. 2), in het vervolg aangeduid met II.

⁷⁾ Voor γ geldt de betrekking:

$$\gamma = g \frac{|e|}{2m_0} \mu_0.$$

Hierin is $|e|$ de absolute waarde van de lading van het elektron ($1,6 \times 10^{-19}$ C), m_0 zijn rustmassa ($0,9 \times 10^{-30}$ kg), $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Vs/Am en g de zg. Landé-factor. Deze heeft voor een vrij elektron nagenoeg de waarde 2, voor een in een ferromagnetisch kristalrooster gebonden elektron, wegens een geringe correctie voor baanmagnetisme, een iets afwijkende waarde, nl. 2,00 tot 2,25.

In de literatuur wordt het symbool γ ook wel gebruikt voor de negatieve grootheid $g(e/2m_0)\mu_0 = -g(|e|/2m_0)\mu_0$.

⁵⁾ C. L. Hogan, Ferromagnetic Faraday-effect, Bell Syst. tech. J. **31**, 1-31, 1952.

A. G. Fox, S. E. Miller en M. T. Weiss, Behaviour and applications of ferrites in the microwave region, Bell Syst. tech. J. **34**, 5-103, 1955 (no. 1).

beschouwen als superpositie van twee tegengestelde „draaivelden” (elk voor te stellen door een vector die een cirkel loodrecht op H_u beschrijft). Alleen het draaiveld waarvan de draaizin dezelfde is als van de vrije precessie, kan aanleiding geven tot resonantie, met de bijbehorende verliezen. Het tegengestelde draaiveld laat de spins nagenoeg onbeïnvloed.

Een direct gevolg hiervan is, dat men bij een lineair gepolariseerde vlakke elektromagnetische golf die zich in het ferroxcube voortplant in de richting van het magnetiserende veld H_u , het Faraday-effect ziet optreden. Immers, door ontbinding van het wisselende magnetische veld van de golf in twee tegengestelde draaivelden krijgt men twee tegengesteld circulair gepolariseerde golven, die wegens het genoemde verschil in de wisselwerking met de spins verschillende voortplantingsnelheid hebben. Door het aldus veroorzaakte fazeverschil tussen de twee circulaire componenten vertoont de lineair gepolariseerde golf een draaiing van het polarisatievlak, welke evenredig is met de in het ferroxcube afgelegde weg.

Niet-reciproke elementen met gebruik van Faraday-rotatie

Voor de transmissie van microgolven worden gewoonlijk golfgeleiders gebruikt met rechthoekige doorsnede, waarvan de lange rechthoekszijde a voldoet aan $a < \lambda < 2a$. De voortplanting

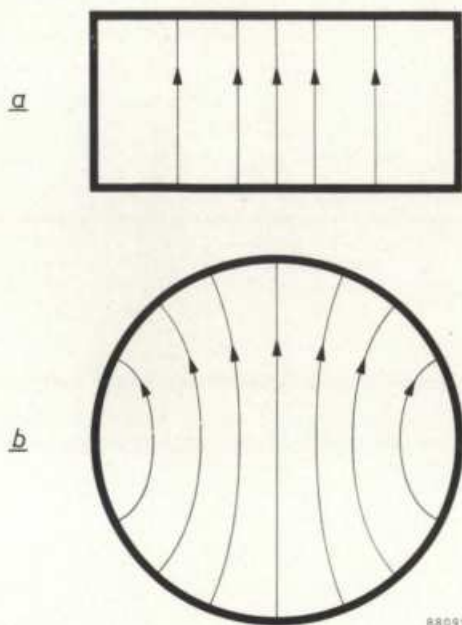


Fig. 4. a) Rechthoekige golfgeleider met trillingswijze TE_{10} , b) cilindrische golfgeleider met trillingswijze TE_{11} . In beide gevallen zijn de elektrische krachtlijnen getekend.

in de geleider geschiedt dan door een golf met een trillingswijze aangeduid met TE_{10} , waarbij de elektrische vector evenwijdig is met de korte zijde van de rechthoek (zie fig. 4a).

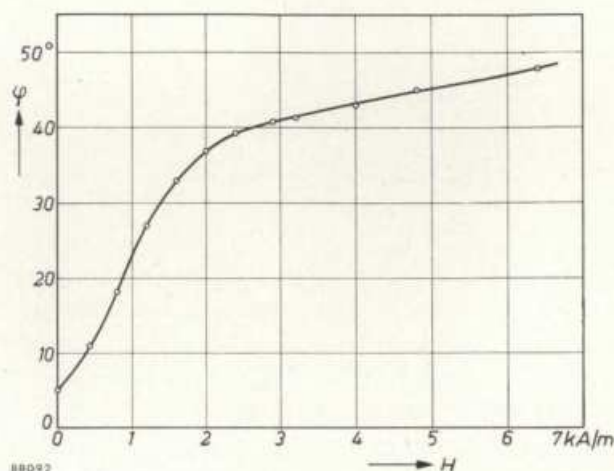


Fig. 5. Draaiing φ van het polarisatievlak van een elektromagnetische golf aan het einde van een cilindrische golfgeleider, voorzien van een axiaal staafje van gemagnetiseerd ferroxcube (lengte 4,4 cm), als functie van de sterkte H van het magnetiserende veld.

Voor een element met draaiing van het polarisatievlak maakt men gewoonlijk gebruik van een ronde golfgeleider in de corresponderende trillingswijze TE_{11} (fig. 4b). Het ferroxcube brengt men meestal aan in de vorm van een dun cilindrisch staafje, dat coaxiaal in de golfgeleider wordt geplaatst en in de lengterichting wordt gemagnetiseerd. (Vulde men namelijk de golfgeleider geheel met ferroxcube, dan zouden een groot aantal trillingswijzen tegelijkertijd kunnen optreden, hetgeen, vooral bij een lange staaf, ongewenste effecten zou veroorzaken.) Een voorbeeld van de bij de zoëven beschreven opstelling gemeten rotatie bij een frequentie van 24 000 MHz, als functie van het axiale magneetveld, vindt men in fig. 5. Met toenemend magneetveld neemt de draaiingshoek toe, totdat verzadiging intreedt.

Het essentiële nu is, dat het teken van de draaiing afhangt van de richting van het polariserende magneetveld ten opzichte van de voortplantingsrichting. Men kan de ronde, van een ferroxcube-staaf voorziene, golfgeleider met behulp van overgangsstukken (waarvan de doorsnede geleidelijk verloopt van rond tot rechthoekig, ten einde reflecties tegen te gaan) opnemen in een systeem van rechthoekige golfgeleiders (zie fig. 6). Indien deze aan weerszijden 45° ten opzichte van elkaar gedraaid zijn, zal, indien de Faraday-rotatie ook op 45° is ingesteld, de golf in één richting nagenoeg volledig

worden doorgelaten. In de tegengestelde richting kan de golf zich na draaiing niet verder voortplanten, omdat de elektrische vector nu parallel is aan de

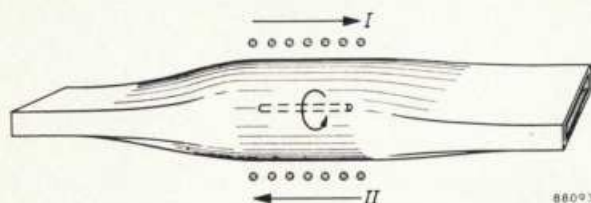


Fig. 6. Constructie van een richtingsisolator, berustend op het Faraday-effect. Wordt het magnetisch veld in de richting I aangebracht, dan kan zich een golf in de golfgeleider alleen in de richting II voortplanten.

lange zijde van de rechthoekige doorsnede, hetgeen niet aan een mogelijke trillingswijze beantwoordt. Men kan ervoor zorgen dat de energie dan niet wordt gereflecteerd, maar ter plaatse wordt geabsorbeerd door een dun plaatje van halfgeleidend materiaal, b.v. grafiethoudend „Philite”, evenwijdig aan de elektrische krachtlijnen.

Een dergelijk systeem wordt een richtingsisolator genoemd, omdat, indien het geplaatst is tussen twee apparaten A en B waarbij $A \rightarrow B$ de gewenste doorlatingsrichting is, hierdoor wordt verhinderd dat eventueel in B gereflecteerde golven naar A terugkeren; A is dus voor deze ongewenste golven van B „geïsoleerd”. Omdat de Faraday-rotatie afhangt van de frequentie, is (bij gegeven magnetisch veld) het element slechts in een beperkt frequentiegebied bruikbaar. Fig. 7 geeft de gemeten

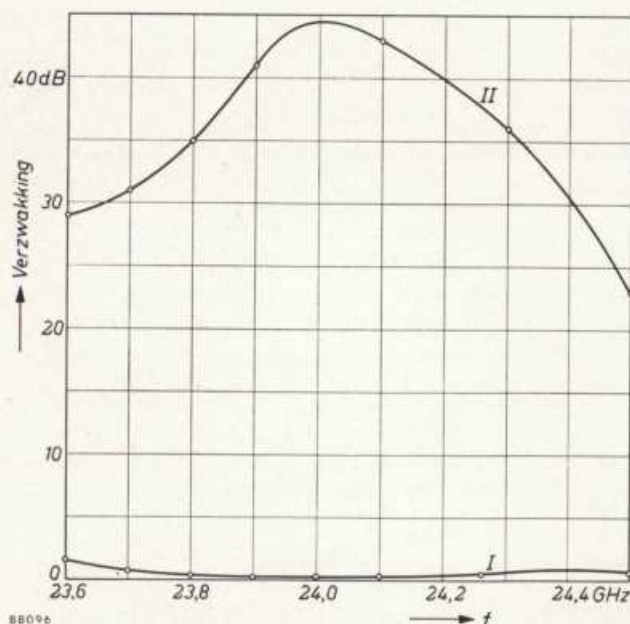


Fig. 7. Verzwakking teweeggebracht door een richtingsisolator volgens fig. 6, als functie van de frequentie f , in het frequentiegebied 23 600 - 24 500 MHz. Kromme I geldt voor de doorlaatrichting, kromme II voor de richting van onderdrukking.

waarden van de verzwakking in beide richtingen voor een door ons geconstrueerde richtingsisolator in het frequentiegebied 23 600 - 24 500 MHz.

Het polariserende magnetisch veld in de as van deze isolator bedraagt ca. 5000 A/m (60 Oe). Het wordt tot stand gebracht door enige ringen van axiaal gemagnetiseerd ferroxdure⁸⁾, die om de golfgeleider geschoven kunnen worden. Door de ringen te verplaatsen, heeft men de veldsterkte enigszins in de hand en kan men de juiste draaiingshoek instellen. In plaats van een ferroxcubestaafje kan men ook een in de lengterichting gemagnetiseerd staafje ferroxdure van geschikte afmetingen coaxiaal in de golfgeleider aanbrengen. Een uitwendig magnetisch veld is dan niet nodig.

Men moet zich bij het gebruik van deze richtingsisolator ervoor hoeden, te werken onder zodanige condities dat de circulaire component die dezelfde draaiing heeft als de spinprecessie te sterk gedempt wordt. Dit zou aanleiding geven tot ongelijkheid van de beide circulaire componenten en daarmee tot vermindering van de verzwakkende werking. Dit komt erop neer dat men ervoor moet zorgen dat de golffrequentie ω niet te dicht nadert tot de resonantiefrequentie ω_p . De waarde van het axiale magnetisch veld mag daarom ook niet te groot worden gekozen. Een sterk veld is trouwens niet nodig om een dun staafje te magnetiseren.

Men kan een dergelijk element ook zodanig dimensioneren dat de rotatie 90° wordt in plaats van 45° . Dit zal gelijke doorlating in beide richtingen ten gevolge hebben; het niet-reciproke gedrag uit zich dan in het feit dat de „fazelengte” voor beide richtingen 180° verschilt. (Onder „fazelengte” verstaan we $360^\circ \times l/\lambda_g$, als l de lengte van het element is en λ_g de golflengte in het element.) In dit geval is het verband met de door Tellegen gepostuleerde „ideale gyrator” bijzonder duidelijk. Dit wordt toegelicht door fig. 8.

Niet-reciproke elementen met transversaal magnetisch veld

Ook de voortplanting in een transversaal magnetisch veld kan men dienstbaar maken aan de constructie van niet-reciproke elementen. Hierbij werkt men met een normale rechthoekige golfgeleider (zie fig. 4a), waarin de trillingswijze TE_{10} bestaat. Wij voeren een coördinatenstelsel in met de z -as evenwijdig aan de korte rechthoekszijde en de x -as evenwijdig aan de lange rechthoekszijde. De y -as valt dan in de lengterichting van de golfgeleider, dus in de voortplantingsrichting. De elektrische

⁸⁾ Zie Philips techn. T. 14, 33-48, 1952.

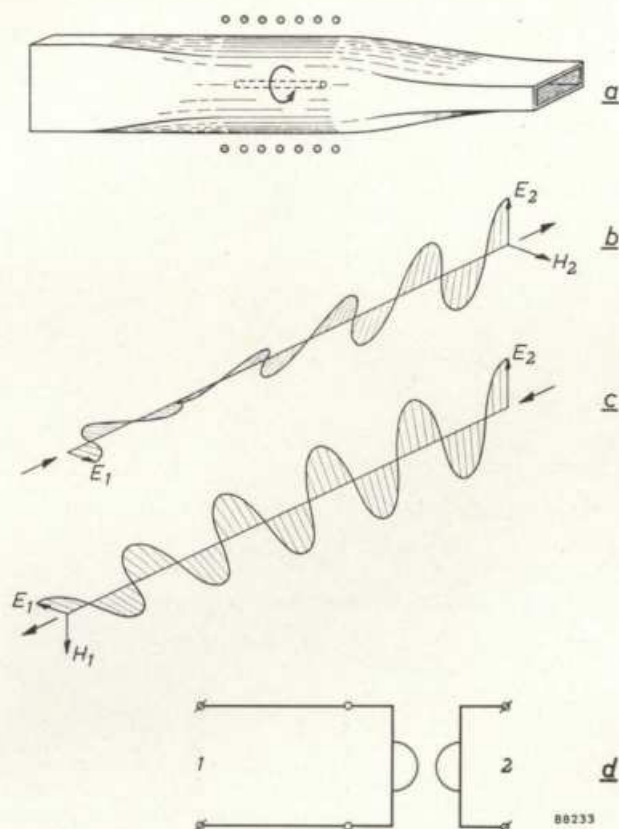


Fig. 8. a) Golfgeleider die een in beide richtingen 180° verschillende fazelengte vertoont (volgens Hogan, l.c. ⁵). b) Momentopname van de heengaannde golf. c) Momentopname van de teruggaande golf. d) Vervangingsschema van de golfgeleider, bestaande uit een lecherlijn en een ideale gyrator ⁹). Dat de afgebeelde golfgeleider gyratoreigenschappen bezit, blijkt ook uit de relatie tussen E en H aan ingang (1) en uitgang (2). Hiervoor geldt $H_2 = E_1/Z$ resp. $H_1 = -E_2/Z$, waarin Z de zg. golfweerstand voorstelt. Men vergelijk deze betrekkingen met de formules voor de gyrator (zie verg. (9) in het in noot ⁴) aangehaalde artikel).

krachtlijnen zijn evenwijdig aan de z -as, de magnetische krachtlijnen zijn gesloten lijnen die in het x, y -vlak verlopen, zoals in fig. 9a is aangegeven ¹⁰). Voor de componenten van het magnetische veld vindt men:

$$\left. \begin{aligned} h_x &= j\beta A \cos(\pi x/a) \exp[j(\omega t - \beta y)], \\ h_y &= (\pi/a) A \sin(\pi x/a) \exp[j(\omega t - \beta y)], \\ h_z &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Hierin is A een willekeurige constante en β de voortplantingsconstante in de golfgeleider ($\beta = 2\pi/\lambda_g$).

Men ziet nu gemakkelijk in, dat, als men een bepaald punt x, y in het oog vat, de grootte en de richting van de magnetische vector in dat punt periodiek variëren. Voor bepaalde waarden van x

is deze variatie echter van dien aard dat alleen de richting en niet de grootte van het magnetische veld verandert, zodat het uiteinde van de magnetische vector een cirkel beschrijft en plaatselijk een zuiver draaiveld ontstaat. Dit is het geval voor die waarden van x waarvoor $h_x = \pm jh_y$ (gelijke amplitude, fazeverschil 90°), of wel:

$$\operatorname{tg} \frac{\pi x}{a} = \pm \frac{\beta a}{\pi} = \pm \frac{2a}{\lambda_g} \quad (5)$$

Men vindt hiervoor twee waarden, $\pm x_1$, aan weerszijden van het midden. Bij de ene is, uit z gezien, de draaiing van de magnetische vector positief, bij de andere negatief. Beide draaiingen keren van teken om als de voortplantingssnelheid van teken wisselt.

Indien men nu ter plaatse van x_1 in de golfgeleider

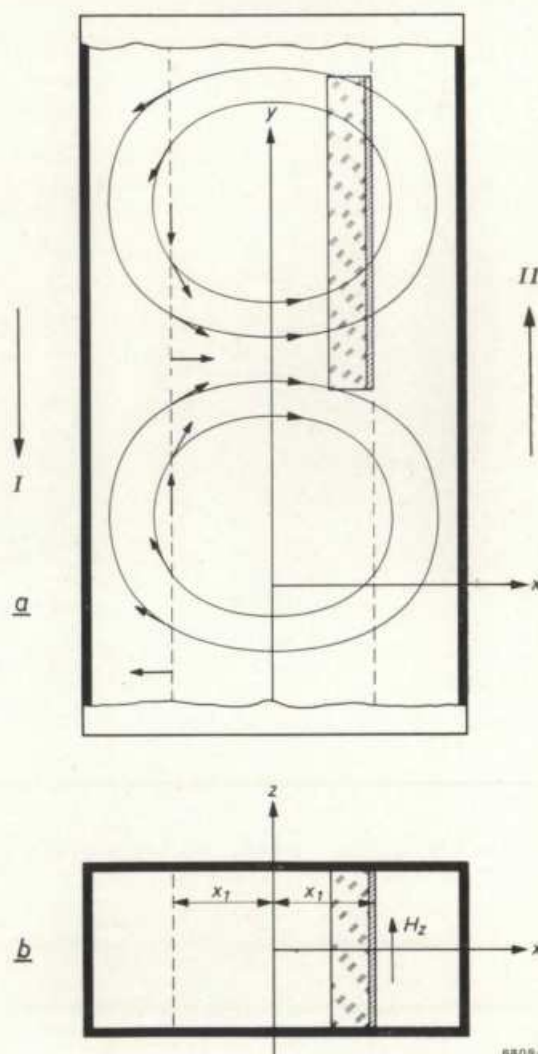


Fig. 9. a) Verloop van de magnetische krachtlijnen in een rechthoekige golfgeleider met trillingswijze TE_{10} . In punten op een bepaalde afstand (x_1) ter weerszijden van de z -as blijft de magnetische vector steeds even groot en draait hij eenparig rond. b) Doorsnede van de golfgeleider. Door ter plaatse x_1 een ferroxcubeplaatje aan te brengen dat in de z -richting, dus dwars op de golfvoortplanting, wordt gemagnetiseerd, krijgt men in het medium gyromagnetische resonantie en derhalve demping voor de golf in de richting II .

⁹) Voor vervangingsschema's van andere niet-reciproke golfgeleiders, zie: H. J. Carlin, Principles of gyrator networks, Proc. Symp. Mod. Adv. Microwave Techn., New York 1954, blz. 175.

¹⁰) M. L. Kales, H. N. Chait en N. G. Sakiotes, J. appl. Phys. 24, 816-817, 1953.

een dunne plaat ferroxcube opstelt (fig. 9b) en een constant magnetisch veld H in de z -richting aanbrengt, dus dwars op de voortplantingsrichting van de golf, heeft men juist weer de situatie als op blz. 129 beschreven: een magnetisch draaiveld loodrecht op het constante veld H . Voor die voortplantingsrichting in de golfgeleider waarvoor de draaizin van h in het ferroxcubeplaatje past bij de precessie der spins om H , kan gyromagnetische resonantie optreden, met bijbehorende damping van de golf. Een golf met de tegengestelde voortplantingsrichting gaat vrijwel ongehinderd door.

In tegenstelling met het vorige geval (Faraday-effect), waarbij de damping klein moest blijven, berust hier de werking juist geheel op de damping in het materiaal en moet deze dus zo groot mogelijk worden gemaakt. Dit betekent dat ω dicht bij ω_p moet liggen. Hoewel de aanwezigheid van het plaatje, dat een vrij grote diëlektrische constante ($\epsilon_r \approx 10$) bezit en soms ook een vrij grote permeabiliteit, het oorspronkelijke veld sterk vervormt, blijkt het toch mogelijk het plaatje zodanig op te stellen dat de golf waarvoor de magnetische vector in het plaatje tegengesteld aan de spinprecessie draait, vrijwel onverzwakt doorgaat.

Bij nader inzien blijkt de juiste plaats voor het plaatje niet precies bij x_1 te zijn, omdat de zuiver „circulaire polarisatie” van de magnetische vector dan wel in de ruimte buiten het plaatje bestaat, maar, wegens de ontmagnetisatie in het plaatje, niet in het ferrietmateriaal zelf. Het plaatje moet daarom iets meer naar het midden van de golfgeleider verplaatst worden ¹¹⁾.

De resonantiefrequentie kan het eenvoudigst worden afgeleid uit de formule van Kittel, verg. (3), indien men daarin de waarden $N_z = N_y = 0$ en $N_x = 1$ substitueert, welke gelden voor een dunne plaat. Men vindt dan (als B_z de inductie in de z -richting is):

$$\omega_p = \gamma \sqrt{H_z B_z / \mu_0} \quad \dots \dots (6)$$

Deze formule blijkt te gelden, niettegenstaande de afmetingen van het plaatje in de y - en de z -richting niet meer klein zijn ten opzichte van de golflengte in het materiaal, zoals bij de afleiding van (3) is ondersteld. Omdat het plaatje wel bij benadering, maar niet exact de vorm heeft van een ellipsoïde, en M dus in het plaatje niet overal dezelfde grootte

¹¹⁾ Nadere berekening leert dat men ervoor moet zorgen dat h_x/jh_y niet = 1 wordt, maar = $\sqrt{B/\mu_0 H}$.

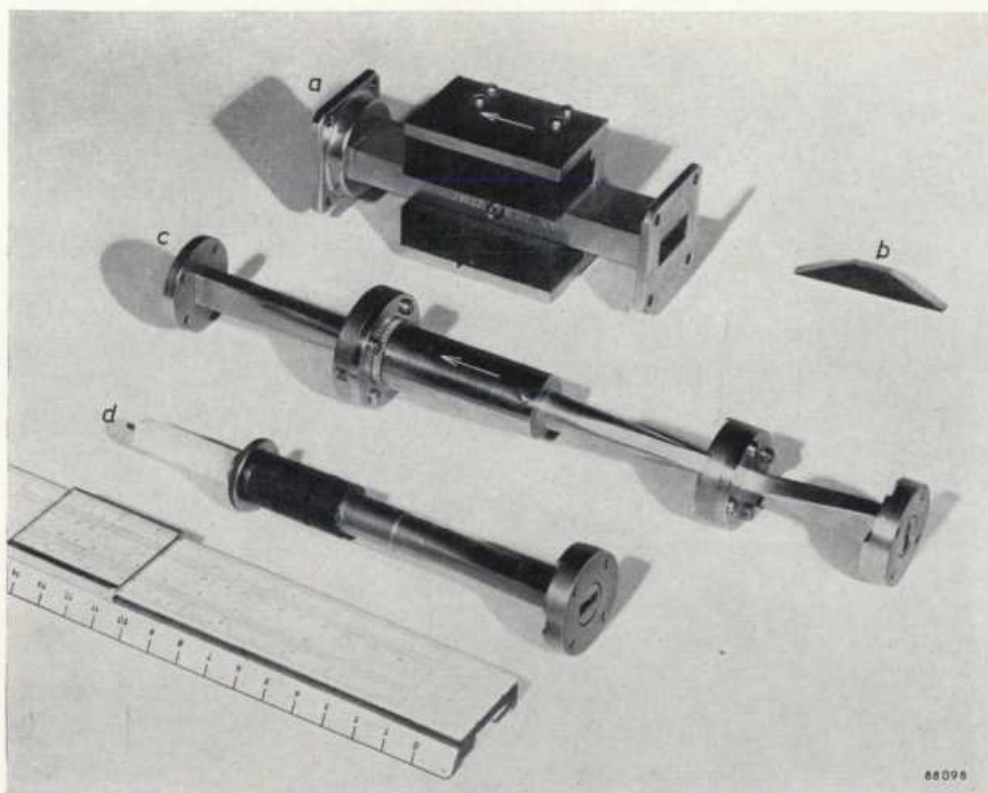


Fig. 10. a richtingsisolator volgens fig. 9, voor het frequentiegebied van 9500 MHz; twee blokken ferroxdure II met een weekijzeren juk wekken het transversale magneetveld op, de pijl geeft de doorlaatrichting aan; b bijbehorend ferroxcubeplaatje op kwarts; c de boven besproken richtingsisolator voor het frequentiegebied van 24000 MHz, waarin gebruik is gemaakt van de Faraday-rotatie; d detail van c, met links het naar buiten geschoven ferroxcubestaafje, dat ter centering is omgeven door de witte cilinder van „Styrofoam”; rechts van de kartelmoer drie axiaal gemagnetiseerde ringen van ferroxdure voor het opwekken van het axiale magneetveld.

en richting heeft, en bovendien als gevolg van een aantal andere oorzaken, zoals magnetische anisotropie in de kristallen, poreusheid en inwendige spanningen, is de waarde van ω_p in het materiaal niet nauwkeurig bepaald en de resonantie dus niet scherp. Dit is als een gelukkige omstandigheid te beschouwen, omdat er daardoor een zekere speling in de frequentie blijft bestaan en de aldus geconstrueerde eenzijdige transmissiesystemen in een vrij breed frequentiegebied bruikbaar zijn.

Wij besluiten met het verstrekken van enkele gegevens betreffende een volgens bovenstaand principe geconstrueerde richtingsisolator voor het frequentiegebied 8500-10 000 MHz (zie *a* in fig. 10).

Het ferroxcubeplaatje (Ni-Zn-ferriet, aangebracht op een drager van kwarts), dat in de rechthoekige golfgeleider is opgesteld, is trapeziumvormig gemaakt (*b* in fig. 10) om de reflectie van de golf tegen het plaatje tot een minimum terug te brengen. De lange en de korte zijde van het trapezium moeten daartoe ongeveer één golflengte verschillen. Het is overigens gebleken dat de diëlektrische werking van het kwarts (waarvan de verliezen verwaarloosbaar zijn) een bepaalde energieverdeling van de golf over de doorsnede van de golfgeleider ten gevolge heeft, die de kwaliteit van de isolator aanzienlijk verbetert. De verzwakking in teruggaande richting wordt nl. aanzienlijk vergroot, hetgeen niet het geval is met de doorlaatdemping. De doorlating in beide richtingen als functie van de frequentie is in de grafiek fig. 11 weergegeven.

Zoals reeds werd opgemerkt, moet men, om een voldoende verzwakking van de golf te verkrijgen,

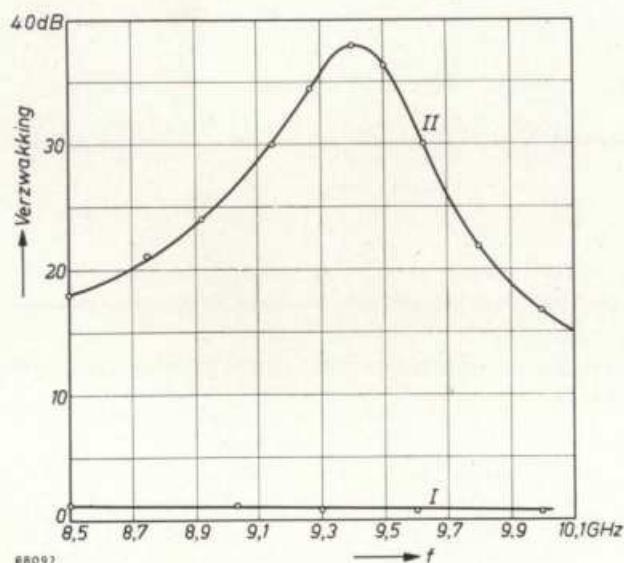


Fig. 11. Verzwakking, in beide richtingen, door de richtingsisolator *a* van fig. 10, als functie van de frequentie, in het frequentiegebied 8500-10 000 MHz.

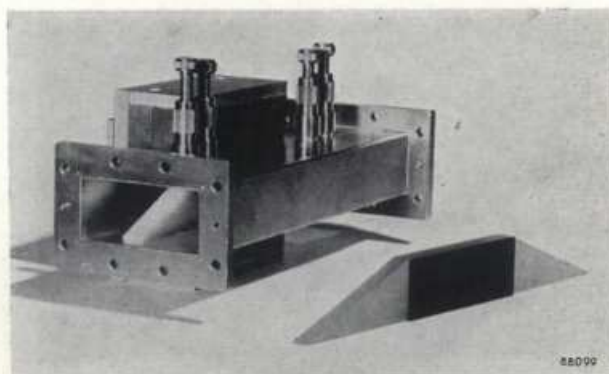


Fig. 12. Richtingsisolator voor het frequentiegebied van 4000 MHz. Op de voorgrond het kwartslichaam met het ferroxcubeplaatje erop bevestigd. De hoogte van dit plaatje is 22 mm.

werken met een resonantiefrequentie ω die dicht bij ω_p ligt. Het polariserende magneetveld moet daarom sterker zijn dan bij de richtingsisolator die op de magnetische draaiing van het polarisatievlak berust. Een uitwendig magneetsysteem, bestaande uit twee blokken ferroxdure II van 16 mm hoogte, met een weekijzeren juk, produceert in ons geval een transversaal magneetveld van ca. 142 000 A/m (1730 Oe). Men kan nagaan dat dit in overeenstemming is met formule (6) indien men aanneemt dat $g = 2,10$ (zie noot ⁷), dus $\gamma = 0,232$ MHz/(A/m) en $\mu_0 M_s = 0,4$ Wb/m². De waarde van het magneetveld is enigszins instelbaar gemaakt door in het juk een luchtspleet aan te brengen die met een sluitstuk kan worden overbrugd.

Voor langere golven heeft men een zwakker magneetveld nodig. In fig. 12 is een soortgelijke richtingsisolator voor het frequentiegebied van 3800-4200 MHz afgebeeld. De ferroxduremagneet heeft in dit geval vrijwel dezelfde afmetingen als in *a* van fig. 10, terwijl de luchtspleet — die voorgeschreven wordt door de afmetingen van de golfgeleider — in dit geval ongeveer twee maal zo groot is.

Voor nog langere golven wordt het aan te brengen magneetveld ten slotte zo zwak dat men het ferroxcubeplaatje niet meer volledig kan verzadigen. Dit bepaalt de onderste grens van het frequentiegebied waarin men richtingsisolatoren volgens dit principe kan verwezenlijken.

Aanhangsel: Hoofdtrekken van de theoretische behandeling der verschijnselen

Voor een meer kwantitatief inzicht in de besproken verschijnselen geven we hier de mathematische behandeling van het speciale geval dat in een oneindig uitgebreid gemagnetiseerd medium met gyromagnetische resonantie zich een lineair gepolariseerde vlakke golf zonder demping voortplant in de richting van de magnetisatie.

Een volledige theoretische behandeling der beschreven richtingsisolatoren is nauwelijks mogelijk. In de eerste plaats is het veld in een golfgeleider veel ingewikkelder dan bij een vlakke golf; het kan worden opgevat als een superpositie van vlakke golven van zodanige richting, amplitude en fase dat het geheel aan de randvoorwaarden voldoet¹²⁾. Verder is de golfgeleider bij een richtingsisolator slechts gedeeltelijk met het ferromagnetische materiaal gevuld. Het veld in het materiaal verschilt van dat in de ruimte erbuiten, en beide velden moeten weer door randvoorwaarden bij elkaar worden aangepast¹³⁾. Ten slotte moet bij een volledige behandeling de demping in aanmerking worden genomen, die steeds aanwezig en bij het tweede type richtingsisolator zelfs essentieel is. Het is wel duidelijk dat dit buitengewoon gecompliceerd wordt.

Voor onze beperkte doelstelling voeren we een coördinatenstelsel x, y, z in, met de z -as in de richting van het magnetische veld (H_z). Het ferromagnetische medium zij tot verzadiging gemagnetiseerd, eveneens in de z -richting (magnetisatie M_s). Er geldt dan:

$$\frac{1}{\mu_0} B_z = H_z + M_s.$$

Het gedrag van het medium bij aanbrengen van een magnetisch wisselveld komt tot uitdrukking door bepaalde betrekkingen tussen de componenten b_x, b_y, b_z van de wisselinductie en de componenten h_x, h_y, h_z van het wisselveld in het materiaal. Deze betrekkingen luiden¹⁴⁾:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\mu_0} b_x &= ph_x + jqh_y, \\ \frac{1}{\mu_0} b_y &= -jqh_x + ph_y, \\ \frac{1}{\mu_0} b_z &= h_z, \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (7)$$

waarin p en q de betekenis hebben:

$$p = 1 + \frac{\gamma^2 H_z M_s}{\gamma^2 H_z^2 - \omega^2}, \quad q = \frac{\omega \gamma M_s}{\gamma^2 H_z^2 - \omega^2} \dots \dots (7a)$$

Om nu na te gaan hoe een elektromagnetische golf zich in dit medium voortplant, moet men de vergelijkingen van Maxwell opschrijven en daarin voor de componenten van B de uitdrukkingen (7) substitueren. Dit is algemeen uitgewerkt door Polder¹⁴⁾. Bij een vlakke golf zonder absorptie, waartoe wij ons hier beperken, staan het periodieke elektrische en het periodieke magnetische veld loodrecht op elkaar en zijn zij met elkaar in fase, zodat wij alleen de in de z -richting lopende lineair gepolariseerde golf met amplitude $\hat{h}$ in twee tegengesteld circulair gepolariseerde componenten, met voortplantingssnelheden v_+ en v_- :

$$\left. \begin{aligned} + \text{ component: } \left\{ \begin{aligned} h_x &= \frac{\hat{h}}{2} e^{j\omega(t-z/v_+)} \\ h_y &= -j \frac{\hat{h}}{2} e^{j\omega(t-z/v_+)} \end{aligned} \right. \\ - \text{ component: } \left\{ \begin{aligned} h_x &= \frac{\hat{h}}{2} e^{j\omega(t-z/v_-)} \\ h_y &= j \frac{\hat{h}}{2} e^{j\omega(t-z/v_-)} \end{aligned} \right. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (8)$$

Bij substitueren van deze uitdrukkingen in (7) en gebruikmaking van (7a) blijkt dat de beide componenten zich voortplanten alsof zij zich bevonden in een medium met relatieve permeabiliteit

$$\left. \begin{aligned} \mu_+ &= p + q = 1 - \frac{\gamma M_s}{\omega - \gamma H_z} \\ \mu_- &= p - q = 1 + \frac{\gamma M_s}{\omega + \gamma H_z} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (9)$$

We zien dat μ_+ , dat is de permeabiliteit voor die component waarbij de vector h meedraait met de precessie van de spins, een anomalie gaat vertonen indien $\omega \approx \gamma H_z$; dit is het gyromagnetisch effect. Daarentegen treedt bij μ_- geen dergelijke anomalie op. Het verschil tussen μ_+ en μ_- brengt een verschil tussen de snelheden v_+ en v_- der beide circulair gepolariseerde componenten met zich mee ($v = c/\sqrt{\epsilon_r \mu_r}$), waardoor het polarisatievlak van de lineair gepolariseerde golf een draaiing ondervindt. Dit is het Faraday-effect, dat bij de proef van Rayleigh en bij de beschreven richtingsisolator voor microgolven wordt toegepast.

De draaiing Θ per lengte-eenheid van het materiaal bedraagt:

$$\Theta = \frac{1}{2} \omega \left(\frac{1}{v_-} - \frac{1}{v_+} \right) = \frac{\omega}{2c} \sqrt{\epsilon_r} (\sqrt{\mu_-} - \sqrt{\mu_+}) \dots (10)$$

en is met verg. (9) te berekenen. Indien $\omega > \gamma H_z$, is Θ positief, d.w.z. de draaiing is rechtsom, kijkend in de voortplantingsrichting, die hier ook de richting van magnetisatie is. Voor $\omega \gg \gamma H_z \gg \gamma M_s$ is Θ vrijwel onafhankelijk van de frequentie van de golf, nl. $\Theta = \gamma M_s / \epsilon_r c$.

Het is wellicht nuttig ten slotte nog op enkele bijzonderheden in de formules en de hieraan ten grondslag liggende fysische veronderstellingen te wijzen.

In de niet-diagonaaltermen jqh_y en $-jqh_x$ in de formules (7), die een tegengesteld teken vertonen, komt het niet-reciproke gedrag van het gemagnetiseerde ferroxcube tot uiting. Dit blijkt ook uit de analogie met de vergelijkingen (12) in het in noot 4) aangehaalde artikel.

Bij het toepassen van de formules (7) moet men een aantal dingen in het oog houden. Op het eerste gezicht is men geneigd uit het optreden van de noemers $\gamma^2 H_z^2 - \omega^2$ in (7a) de conclusie te trekken dat hierin de gyromagnetische resonantie tot uitdrukking komt en dat dus in het ferromagnetische medium de resonantiefrequentie gelijk is aan γH_z , evenals dit het geval zou zijn voor een vrij elektron geplaatst in een veld H_z . Dat deze conclusie in het algemeen onjuist is, blijkt reeds uit formule (3), waar ω_p op veel ingewikkelder wijze met $H_z (= H_a - N_z M_s)$ en M_s samenhangt, niettegenstaande het feit dat in de ellipsoïde, waarop formule (3) betrekking heeft, de vergelijkingen (7) evenzeer gelden. De diepere oorzaak hiervan kan men als volgt aangeven: de componenten h_x, h_y en h_z stellen niet het uitwendige, maar het inwendige wisselveld voor, dus het uitwendige veld, vermeerderd met het ontmagnetiserende veld. Tot dit ontmagnetiserende veld dragen de waarden bij die de componenten van M aannemen aan het oppervlak van het beschouwde materiaalstuk, dus in punten die eventueel ver verwijderd zijn van het beschouwde punt.

Afgezien van de sterke koppeling tussen de spinvectoren van één Weiss-gebied onderling (wisselwerkingskrachten) en die

¹²⁾ Zie b.v. W. Opechowski, Elektromagnetische golven in golfpijpen, Philips techn. T. 10, 14-26, 46-54, 1948.

¹³⁾ Voor nadere bijzonderheden zie: A. A. T. M. van Trier, Guided electromagnetic waves in anisotropic media, Diss. Delft 1953; ook Appl. sci. Res. 133, 309-371, 1953.

¹⁴⁾ De vergelijkingen, waarbij de demping niet in rekening is gebracht, zijn uit de bewegingsvergelijkingen voor een afzonderlijk spinnend elektron afgeleid door D. Polder, On the theory of ferromagnetic resonance, Phil. Mag. 40, 99-115, 1949. Voor de complete formules (met demping), zie b.v. C. L. Hogan, l.c. ⁵⁾.

tussen de spins en het kristalrooster (kristalkrachten), is er een extrakoppeling tussen ver verwijderde spins, juist door de zoëven genoemde bijdragen van het ontmagnetiserende veld, waartoe immers deze spins zelf bijdragen. Evenals in de mechanica geldt dat de karakteristieke frequenties van een stel gekoppelde oscillatoren in het algemeen niet gelijk zijn aan die van een enkele vrije oscillator, vindt men hier dat de resonantiefrequentie van het beschouwde materiaalstuk niet gelijk is aan de resonantiefrequentie γH_z die een vrije spin in het veld H_z zou vertonen.

De zojuist genoemde kristalkrachten zijn in de formules (7) en (7a) niet verdisconteerd. In II is dit wel geschied, namelijk door bij het magnetische veld H op te tellen een fictief veld H_A dat equivalent is met de kristalkrachten. Wil men de formules (7) en (7a) in dit opzicht vollediger maken, dan kan men ook in deze de vector H_A invoeren. Is b.v. H_A/H_z , dan kan in (7a) H_z eenvoudig worden vervangen door $H_z + H_A$.

Samenvatting. Er wordt een korte uiteenzetting gegeven van het zg. reciprociteitsbeginsel in de mechanica, de optica en de elektriciteitsleer en er worden voor elk dezer gebieden gevallen genoemd waarbij dit beginsel is doorbroken. Al deze gevallen berusten in wezen op gyroscopische effecten. Elektrische netwerken moeten, om de reciprociteit te doorbreken, een niet-reciprook element bevatten, waarvan de gyrator van Tellegen het eenvoudigste voorbeeld is. Bij voortplanting van elektromagnetische golven krijgt men niet-reciproke effecten indien een magnetische draaiing van het polarisatievlak of verwante verschijnselen in het spel zijn. In materialen zoals ferroxcube treden deze effecten op als gevolg van het verschijnsel der gyromagnetische resonantie. Beschreven wordt hoe men dit verschijnsel kan benutten voor de constructie van golfgeleiders die in verschillende richtingen een verschillende verzwakking vertonen (richtingsisolatoren), of een voor beide richtingen 180° verschillende „fazelengte“.

In een aanhangsel wordt getoond hoe uit de betrekkingen tussen de componenten van B en H in een ferromagnetisch materiaal (volgens Polder) de formule voor de Faraday-rotatie wordt afgeleid.

DE HOGEDRUKKWIKLAMP 50 JAAR

door W. ELENBAAS.

621.327.534.2

Er doen zich in deze jaren nog al eens aanleidingen voor om belangrijke beginpunten van technische ontwikkelingen te herdenken. De redactie stelt zich niet voor, in dit opzicht naar volledigheid te streven. Het onderhavige artikelje echter, geschreven door een der pioniers van de hogedrukkwiklamp, leek de redactie — ook afgezien van de herdenking als aanleiding — voor de lezer interessant.

In de zomer van 1906 verscheen in *Annalen der Physik* een publikatie van Küch en Retschinsky over de lichtopwekking door een ontlading in kwikdamp van hoge druk¹⁾. De ontlading vond plaats in een kwartsbuis met twee kwikplassen als elektrodes (fig. 1). De ontsteking geschiedde door de buis te kantelen, zodat een verbinding van vloeibaar kwik tussen de elektrodes tot stand werd gebracht, die bij verbreking aanleiding gaf tot het ontstaan van een lichtboog. Door het toegevoerde vermogen en de warmte-afgifte van de elektroderuimten bij elkaar aan te passen, verkregen Küch en Retschinsky in de buis kwikdampdrukken van enkele atmosferen, waarbij het lichtrendement tot ca. 50 lumen/watt bleek te bedragen. Hiermee was het voor het eerst gelukt, met een gasontlading licht te produceren met zeer goed rendement — al was deze lichtbron nog niet direct geschikt voor verlichtingsdoeleinden. Met reeds eerder bekende ontladingen in gassen van lage druk wist men toen nog geen groter lichtrendement dan enkele

lm/W te verkrijgen²⁾; zie ook fig. 2. Wegens het sterke ultraviolette gedeelte van de uitgezonden straling vonden de eerste hogedrukkwiklampen hoofdzakelijk toepassing voor medische doeleinden („hoogtezon“).

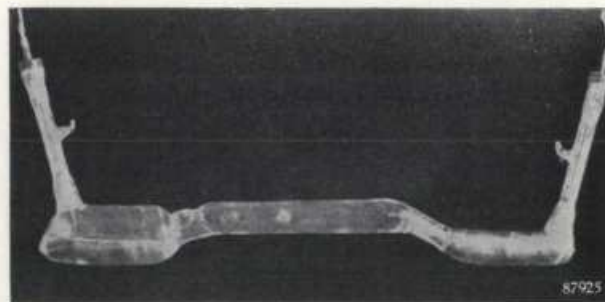


Fig. 1. Hogedrukkwiklamp van Küch en Retschinsky. Om de lamp te ontsteken, moest deze gekanteld worden. (Ontleend aan: *Ann. Physik* 20, 563-583, 1906.)

¹⁾ R. Küch en T. Retschinsky, *Photometrische und spektralphotometrische Messungen am Quecksilberbogen bei hohem Dampfdruck*, *Ann. Physik* 20, 563-583, 1906 (26 juni); *Temperaturmessungen im Quecksilberlichtbogen der Quarzlampe*, *ibidem* 22, 595-602, 1907.

²⁾ In kwikdamp van lage druk wordt hoofdzakelijk zeer kortgolvlige ultraviolette straling opgewekt. De fysische achtergrond hiervan is uitvoerig belicht b.v. door G. Heller, *Vergelijking van de ontladingsvorm in natrium- en kwikdampampen*, *Philips techn. T.* 1, 2-5 en 70-75, 1936.

Eerst lang na 1906 heeft men geleerd de ultraviolette straling door fluorescentie om te zetten in zichtbaar licht en aldus ook de lagedrukkwikontlading te gebruiken voor lichtbronnen met zeer hoog rendement („TL” lampen).

Nu, 50 jaar na dit beginpunt, is het interessant na te gaan hoe de hogedrukkwikontlading zich verder heeft ontwikkeld. We kunnen deze periode van 50 jaar verdelen in twee periodes van 25 jaar, waarvan de eerste weinig veranderingen aan de oorspronkelijke lamp te zien geeft, terwijl in de tweede een intensieve ontwikkeling plaatsgrijpt, die geleid heeft tot een groot aantal geheel afwijkende lamptypen.

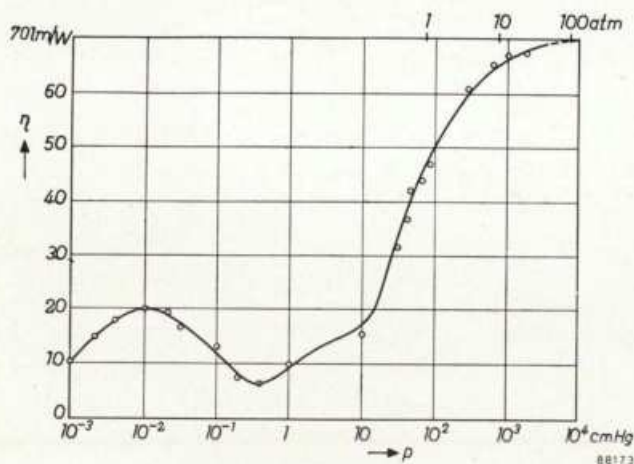


Fig. 2. Lichtrendement η van een kwikdampontlading, als functie van de kwikdampdruk p (bij constante stroom en buisdiameter). (Gedeeltelijk ontleend aan: H. Krefft en E. Summerer, Licht 4, 1-5, 1934.)

De intensieve ontwikkeling begon met de invoering van de oxydekatode en de toevoeging van edelgas aan de kwikdamp. De oxydekatode was reeds sinds 1903 bekend (Wehnelt) en in vacuümbuizen toegepast, maar men kwam eerst omtrent 1930 tot het inzicht dat zij onder bepaalde voorwaarden in de hogedrukkwiklamp kon worden gebruikt. Ontladingen in kwikdamp van lage druk met toegevoegde edelgassen kende men sinds ongeveer 1910 (Claude e.a.). Door deze beide hulpmiddelen werd een ontsteking van de hogedrukkwiklamp zonder de manipulatie van het kantelen mogelijk, en bij geschikte dimensionering (evtl. gecombineerd met een kunstgreep, b.v. een hulpontsteking) kon de lamp op een netspanning van 220 V ontsteken. Dit maakte het mogelijk, de lamp voor verlichtingsdoeleinden te gebruiken, speciaal voor de verlichting van straten, pleinen, fabriekshallen en derg., waar men enerzijds behoefte had aan lichtbronnen met zeer hoog lichtrendement (met gloeilampen komt men niet verder dan ca. 15 lm/watt) en waar anderzijds in die tijd de slechte kleurweergave van het kwiklicht nog niet bezwaarlijk werd geacht.

Belangrijk voor de nieuwe toepassingen was ook dat men het kwik in de lamp ging doseren tot een

dusdanige hoeveelheid dat bij bereiken van de gewenste druk (gedurende het opwarmproces na het ontsteken) al het kwik juist verdampt is. Hierdoor wordt een te hoog oplopen van de kwikdampdruk bij te hoge netspanning of te hoge omgevingstemperatuur voorkomen.

In tegenstelling met de lamp van Küch en Retschinsky werden de eerste hogedrukkwiklampen voor verlichtingsdoeleinden niet van kwartsglas gemaakt doch van hardglas, met een hoog verwekingspunt (orde van grootte van 700 °C). De reden hiervoor was niet alleen de hoge prijs van het kwartsglas, maar ook het probleem van de stroomdoorvoeringen door de buiswand — een kardinaal probleem dat we in de ontwikkeling van de hogedrukkwiklampen telkens zien terugkeren. De oplossing van Küch en Retschinsky (met slijpstukken) was voor massafabricage niet geschikt, en insmeltingen in kwartsglas kon men in het begin van de jaren '30 nog moeilijk maken.

Het vermogen van de bedoelde hogedrukkwiklampen (HO-lampen), die via een smoorspoel op het net werden aangesloten, bedroeg ca. 400 W, de druk ongeveer 1 atm, en de ontladingsbuizen werden in een tweede ballon geplaatst. Hierdoor werd een beter hanteerbaar geheel verkregen, en de buis was bij gebruik in de open lucht beschut tegen de wind, zodat deze het opwarmen en het oplopen van de kwikdampdruk na inschakelen niet kon belemmeren.

Bij de verdere ontwikkeling der hogedrukkwikontlading hebben de laboratoria der verschillende grote lampenfabrieken uiteenlopende wegen bewandeld. Voor de bij Philips gevolgde ontwikkelingslijn is van groot belang geweest het hier verkregen inzicht³⁾ dat het lichtrendement (η) van de hogedrukkwikontlading in eerste instantie afhangt van de belasting (P) per cm booglengte, en slechts in geringe mate van de buisdiameter en de kwikdampdruk, zodra de laatste eenmaal een bepaalde waarde overschrijdt. Met toenemende P stijgt η als weergegeven in fig. 3.

Dit gedrag is een gevolg van de contractie van de ontlading. Aanslag en ionisatie worden in de hogedrukontlading, behalve door de druk — die in de gehele buisdoorsnede constant blijft — bepaald door de temperatuur, via de vergelijkingen van Boltzmann en Saha (zie³⁾ of²⁾). Daar in de doorsnede van de buis, door warmteafgifte naar buiten, de temperatuur afneemt van de as naar de wand, vindt de ontlading hoofdzakelijk plaats in het centrale gedeelte van de buis, waar de temperatuur van de orde van grootte van 6000 °K is.

³⁾ W. Elenbaas, Die Quecksilber-Hochdruckentladung, Physica 1, 673-688, 1934.

Dank zij deze contractie worden de wandverliezen van de ontleding beperkt tot de warmtegeleidingsverliezen, die bepaald worden door het verschil tussen de temperatuur in het midden en die aan de wand. Noemen we het warmtegeleidingsverlies per cm lengte A , dan moet per cm buislengte het vermogen $P - A$ de ontleding

op afstand r van de as per seconde weggeleid de warmte

$$A = -2\pi r \lambda \frac{dT}{dr} \quad (2)$$

λ is onafhankelijk van de druk (en dus ook van P), en ook T varieert slechts weinig, dank zij het feit dat T in de vergelijking van Boltzmann in een e-macht voorkomt. Doordat dT/dr vrijwel omgekeerd evenredig is met r , heeft verder ook de buisdiameter in eerste instantie geen invloed op A .

Uit dit verband vloeide voort dat het voor een groot lichtrendement gunstig was, bij een gegeven vermogen de booglengte klein te kiezen. Tevens was te voorzien dat bij hoog opvoeren van het vermogen per cm booglengte (P) zeer grote helderheden konden worden bereikt, daar — bij onderstelde gelijkblijvende breedte van de ontleding — het uitgestraalde vermogen per oppervlakte-eenheid, wegens de stijging van S/P , sterker dan evenredig met P toeneemt. Hierdoor werd een verschiep van nieuwe toepassingen geopend, ontoegankelijk voor de gloeilamp, waarvan de helderheid door het smeltpunt van wolfram beperkt is tot ca. 2000 cd/cm², bij levensduren van enige uren of tientallen uren.

Een hoge waarde van P trachtten wij aanvankelijk te realiseren door de ontleding in het centrum van een bolvormig hardglazen ontledingsvat te laten plaatshebben. Als een bezwaar trad echter

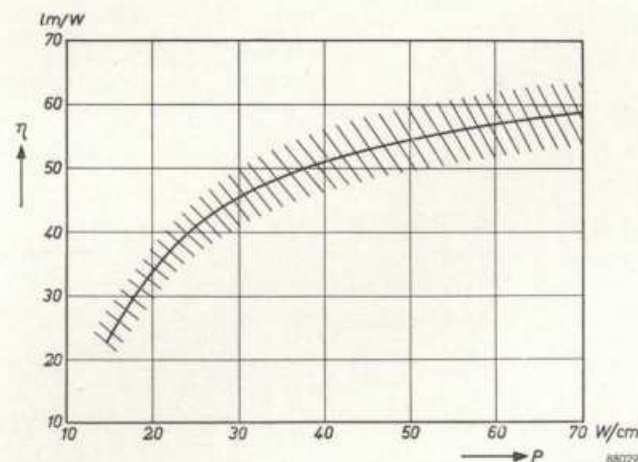


Fig. 3. Lichtrendement η van een hogedrukkwikontleding als functie van het vermogen P per cm (schematisch). Bij voldoende hoge druk — hoger naarmate de buisdiameter kleiner is — liggen de gemeten waarden voor verschillende buisdiameters en drukken in het gearceerde gebied.

als straling verlaten. Hiervan wordt een bepaalde fractie g geabsorbeerd in de kwikdamp tussen de gecontraheerde ontleding en de buiswand, in de buiswand zelf en in de lucht (b.v. de ozon vormende straling van golflengte 1850 Å), zodat de gemeten straling S per cm buislengte zal bedragen

$$S = (1 - g)(P - A) \quad (1)$$

De totale straling S die aan een reeks hogedrukkwikontledingen (in kwartsbuizen) met verschillende P werd gemeten, is in fig. 4 uitgezet. Men ziet dat aan (1) zeer goed wordt voldaan, met een vrijwel constant (van het toegevoerde vermogen P , de buisdiameter en de druk onafhankelijk!) warmtegeleidingsverlies $A = 10$ W/cm, en een factor $1 - g = 0,72$. Hierdoor is het lichtrendement η , dat ruwweg evenredig is met S/P , bij variatie van P in eerste instantie evenredig met $(1 - g)(1 - A/P)$, het neemt dus met toenemende P aanvankelijk sterk, later minder sterk toe. Dit verloop stemt goed overeen met het gemeten verloop volgens fig. 3.

Dat het warmtegeleidingsverlies A van de gecontraheerde ontleding per cm booglengte vrijwel niet van het toegevoerde vermogen P , de buisdiameter en de druk afhangt, kan men gemakkelijk begrijpen. Is T de temperatuur, λ de warmtegeleidingscoëfficiënt, dan wordt door een denkbeeldige cilinder

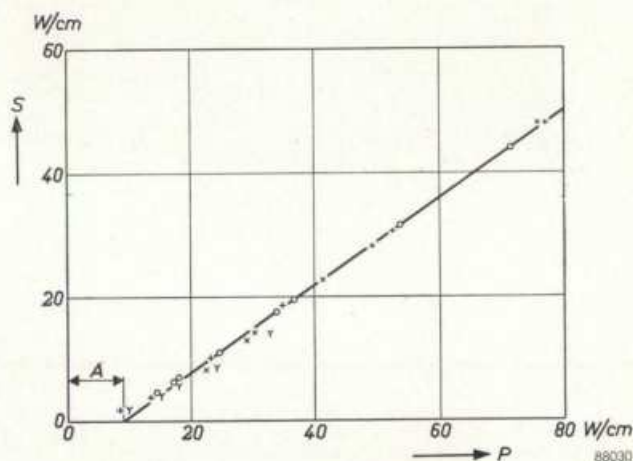


Fig. 4. Totale straling S per cm booglengte van de hogedrukkwikontleding, gemeten aan een reeks ontledingslampen van kwartsglas, als functie van het vermogen P per cm. De buisdiameter was hier 2,7 cm, de met verschillende tekens aangegeven reeksen meetpunten slaan op lampen gevuld met verschillende hoeveelheden kwik per cm lengte. Voor buisdiameters van 0,92 cm en 0,33 cm werden analoge reeksen metingen verricht, die vrijwel dezelfde lijn opleverden.

naar voren dat bij een groot vermogen de bol een grote diameter moet krijgen om de wandtemperatuur binnen de perken te houden, maar dat men dan met het oog op het explosiegevaar van de relatief grote bol een lagere kwikdampdruk moet toepassen,

waardoor de contractie zal afnemen en de winst in helderheid slechts gedeeltelijk wordt gerealiseerd. Bovendien is bij lagere druk de elektrische gradiënt (spanningsverval per cm booglengte) kleiner, zodat om een groot vermogen per cm te ontwikkelen, de stroom groot gekozen moet worden, wat moeilijkheden met de doorvoeringen en met de elektrodes gaf.

De ontwikkeling nam toen een onverwachte wending. In het Philipslaboratorium te Eindhoven was men erin geslaagd⁴⁾, wolframdraden vacuüm-dicht in kwartsglas in te smelten met behulp van een „tussenglas”, en aldus goede doorvoeringen voor niet te grote stromen te maken. Hierop steunend, werd een hogedrukkwiklampje geconstrueerd waarbij de ontleding plaats heeft in een capillairvormig buisje van kwartsglas⁵⁾ (fig. 5). De gordiaanse knoop van wandtemperatuur, diameter,

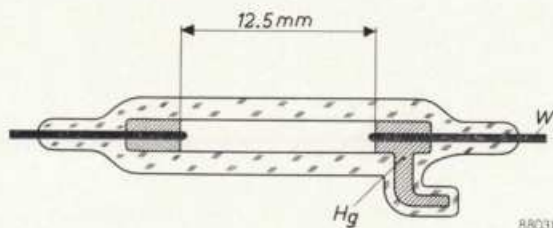


Fig. 5. Met water gekoeld, capillairvormig, superhogedrukkwiklampje (SP), voor een vermogen van 1000 W, bij een booglengte van $12\frac{1}{2}$ mm en een kwikdampdruk van de orde van 100 atm.

druk en explosiegevaar kon hierbij worden doorgehaakt doordat het kwartsbuisje met water kan worden gekoeld. De zo verkregen constructie bleek inderdaad ideaal te zijn om extreem grote helderheden te bereiken: de kwikdampdruk in de capillair kan zonder enig gevaar buitengewoon hoog gekozen worden (orde van grootte 100 atm); hierdoor wordt de op zichzelf al nauwe ontledingsbaan in de capillair nog sterker gecontraheerd, en door een en ander wordt de elektrische gradiënt groot; de belasting per cm kan derhalve zeer hoog worden opgevoerd bij een redelijke stroom (ca. 1 A), die in de doorvoeringen en elektrodes niet al te veel moeite veroorzaakt. Lampen van dit type (SP) zijn o.a. voor cinemaprojectie ontwikkeld; hierbij bereikt men in de as van de lamp (diameter van de capillair 2 mm) helderheden van ca. 50 000 cd/cm². Met experimentele lampen werden helderheden bereikt van 180 000 cd/cm², d.i. groter dan die van de zon⁶⁾.

Een ander voordeel van de zeer hoge drukken en de zeer grote stroomdichtheden der SP-lampen is het sterke continuüm, dat in het spectrum der uitgezonden straling optreedt en waardoor de kleurweergave aanmerkelijk beter wordt dan die van de hogedrukkwiklampen met drukken van de orde van 1 atm.

Vermeld zij nog dat de capillairvorm bij de oorspronkelijke SP-lamp ook voor de constructie der doorvoeringen een essentiële rol vervulde. De lamp werd met een overmaat kwik gevuld, die tijdens het branden capillair in beide einden wordt vastgehouden en die daar voor een gelijkmatige lage temperatuur op de kritieke plaats rond de insmeltingen zorgt. De wolframelektrode aan elk uiteinde steekt juist buiten de kwikdruppel uit (fig. 5). Dank zij de zeer hoge druk is de verdampingssnelheid der elektrodes ondanks hun hoge temperatuur gering.

Later werd overgegaan tot een andere, eenvoudiger vorm van doorvoering door het kwartsglas, die was gevonden door Gabor⁷⁾. Hierbij wordt een molybdeniumbandje, minder dan 20 μ dik en enkele mm breed, direct in het kwartsglas ingesmolten. Dit bandje is voldoende ductiel om het verschil in uitzetting van het molybdenium en het kwartsglas te kunnen opnemen. Met deze insmeltingen konden later met water gekoelde capillairlampen worden gemaakt met een gedoseerde hoeveelheid kwik, die bij het branden vrijwel geheel verdampt⁸⁾.

Door een aantal molybdeniumbandjes naast elkaar in te smelten, kon men vrij grote stromen door de kwartswand voeren. Op deze ontwikkeling steunend, lukte het aan Rompe en Thouret⁹⁾, bolvormige kwartsglasen lampen met zeer grote helderheid te maken — d.i. dus het hierboven beschreven idee, dat toentertijd in hardglas moeilijk realiseerbaar was gebleken. In de oorlogsjaren werden deze lampen (zg. „compact source”, CS) in Duitsland en Engeland verder ontwikkeld voor zoeklichten; ook thans worden zij voor allerlei speciale toepassingen gemaakt in verschillende vermogens en booglengten.

We gaan nu weer terug naar de ontwikkeling der hogedrukkwiklampen voor algemene verlichtingsdoeleinden. De eerder beschreven hardglasen 400 W-lampen, met kwikdampdrukken van ca. 1 atm, hadden een zekere verspreiding in openbare verlichtingsinstallaties gekregen. Er was vraag naar kleinere eenheden. Een 250 W-lamp verscheen, en zelfs een 150 W-lamp, maar het voordeel ten

⁴⁾ B. Jonas, Over het doorvoeren van metaal door hardglas, in het bijzonder kwartsglas, Philips techn. T. 3, 120-125, 1938.

⁵⁾ C. Bol, W. Elenbaas, W. de Groot, De Ingenieur 50, E91, E83 en E92, 1935.

⁶⁾ W. Elenbaas, Z. techn. Physik 17, 61, 1936; ook Philips techn. T. 1, 62, 1936.

⁷⁾ D. Gabor, D.R.P. 573 448, 1931.

⁸⁾ J. Kern, Z. techn. Physik 20, 250, 1939.

⁹⁾ R. Rompe en W. Thouret, Z. techn. Physik 17, 377, 1936.

opzichte van de gloeilamp, nl. het hogere lichtrendement, was met de constructie van deze lampen aan het verwateren. Maakt men nl. de booglengte overeenkomstig het geringere vermogen kleiner — om P en dus η volgens fig. 3 op een hoge waarde te handhaven —, dan wordt de totale boogspanning te klein vergeleken bij de netspanning, en men krijgt overmatige verliezen in het voorschakelapparaat en aan de elektrodes. Aan deze Scylla kon men niet goed ontkomen door de spanning per cm booglengte te vergroten, daar de hiertoe vereiste diameterverkleining en/of drukverhoging weer tot de Charybdis van hoge wandtemperaturen en explosiekans leidde. Men moest dus genoeg nemen met relatief grote booglengte, met kleinere P en lagere η .

We hebben dit probleem toen vanaf de beschreven SP-lampen benaderd. Het voor die lampen gekozen kwartsglas maakte door zijn geringe warmteuitzetting de vermelde koeling met water mogelijk. Zulk een koeling komt voor lampen voor algemene verlichtingsdoeleinden natuurlijk niet in aanmerking. Maar ook zonder de geforceerde koeling is kwartsglas reeds in het voordeel ten opzichte van hardglas, dank zij zijn aanzienlijk hogere verwekingstemperatuur. Uitgaande van de SP-lamp, bleek het, bij weglating van de waterkoeling, voldoende de inwendige diameter van het kwartsbuisje tot 4 mm te vergroten om er een vermogen van $P = 40$ tot 50 watt per cm in te kunnen ontwikkelen (bij de SP-lampen was dit 400 tot 1000 W/cm). Bij een booglengte van 18 mm en een kwikdampdruk van ca. 20 atm nam deze lamp (HP 300¹⁰⁾) 75 W op en gaf hij een lichtstroom van 3000 lm, dus een lichtrendement van 40 lm/W. De boogspanning was 230 V, en de lamp werd gevoed uit een transformator met een open spanning van 410 V. De wolframdoorvoeringen werden met verscheidene tussenglazen in het kwartsglas ingesmolten. Het kwartsbuisje werd geplaatst in een buitenballon, die de vorm van een gloeilampenballon had.

Bij de verdere ontwikkeling van deze lampen deed men weer wat water in de wijn, door lampen volgens hetzelfde principe te construeren voor een open spanning van 220 V: de boogspanning moest daardoor zakken tot ca. 120 V, en daartoe werd de diameter nog iets vergroot en de druk verlaagd. Ook moest de booglengte iets groter worden gekozen omdat anders de tijdens de levensduur optredende zwarting aan de uiteinden een te sterke relatieve terugval van de totale lichtstroom veroorzaakte. Toch waren deze HP-lampen, wat betreft de belasting per cm en het lichtrendement, aanzienlijk in

het voordeel ten opzichte van de oudere lampen van hardglas, zozeer zelfs dat ook de grotere, nog vrij gunstige, types hiervan werden verdrongen door intussen ontwikkelde HP-lampen voor grotere vermogens (125 W, 250 W, 400 W en 1000 W).

De kleine afmetingen van de HP-kwartsbuisjes waren van belang voor een ontwikkelingslijn die de hogedrukkwikontlading nu ook ingang deed vinden voor de binnenverlichting. In Engeland had men reeds hardglazen kwiklampen laten werken met een gloeidraad in plaats van een smoorspoel als stabiliserend element¹¹⁾. Door het grote vermogen van de kwiklampen alléén kwam men toen tot onpraktisch grote eenheden. Hetzelfde principe, toegepast op de kleine kwartslampen, waarbij de in serie geschakelde gloeidraad in de toch reeds aanwezige buitenballon kon worden geplaatst, leidde tot een lamp (type ML) van handige afmetingen die zonder voorschakelapparaat op het net aangesloten kan worden¹²⁾. Weliswaar daalt het totale rendement door het lage lichtrendement van de gloeidraad tot ca. 20 lm/W, maar dank zij de bijdrage van de gloeidraad tot het uitgezonden licht levert de lamp een behoorlijke kleurweergave, zodat zij voor kantoren, vergaderzalen en andere zakelijke vertrekken met hoge verlichtingsniveaus kan worden toegepast.

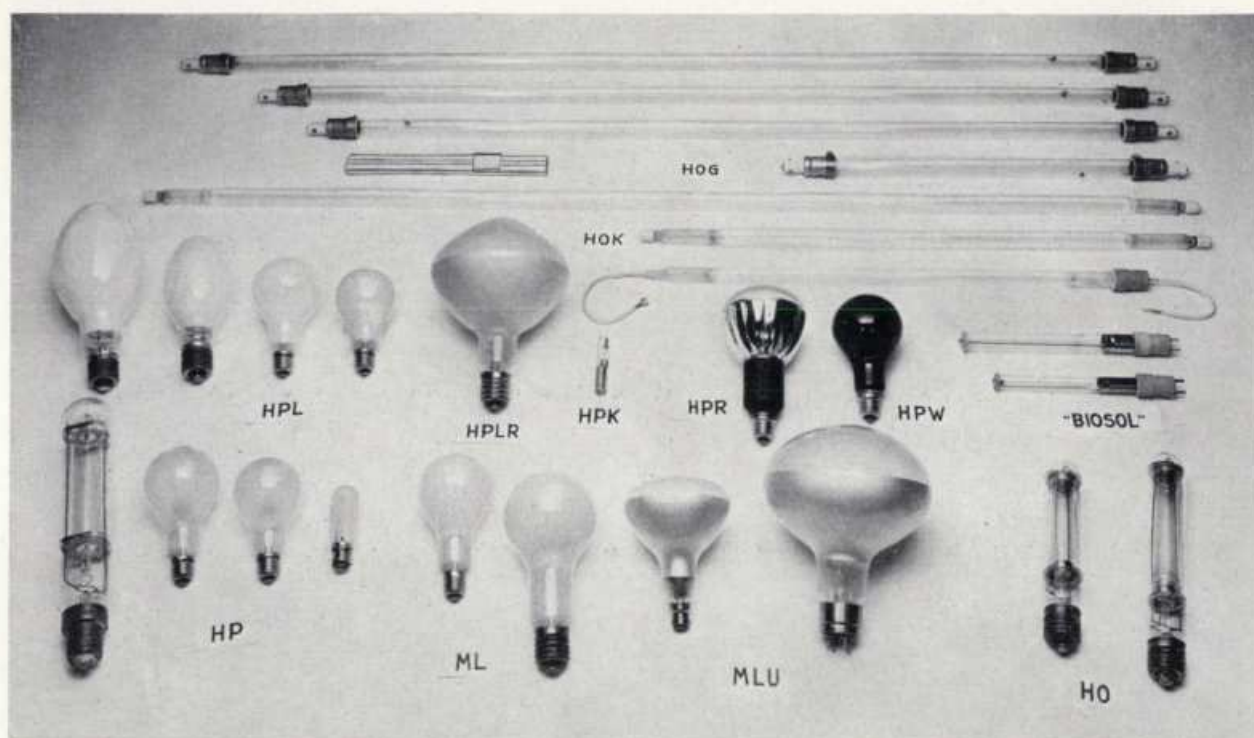
Een ander voordeel van de kwartsglazen HP-lampen was de uitstraling van de ultraviolette gedeelten van het stralingsspectrum, die voordien in de hardglazen wand verloren gingen. Door de zojuist beschreven ML-lamp te voorzien van een ultraviolet doorlatende buitenballon, kon deze lamp nu worden gebruikt als een eenvoudige en handige bron voor medische bestraling (MLU). Grotere apparaten voor dit doel werden uitgerust met speciale lampen van het HP-type, zonder buitenballon en met een smoorspoel als voorschakelapparaat, met vermogens van 500 en 250 W („Biosol”). Dit is dus de moderne tegenhanger van de 50 jaren geleden ontwikkelde, voor hetzelfde doel gebruikte, lamp van Küch en Retschinsky.

Interessant is ook een ontwikkeling waarbij men de door het ontladingsbuisje uitgezonden ultraviolette straling dienstbaar heeft gemaakt aan de opwekking van zichtbaar licht, door op de binnenwand van de buitenballon een fluorescerend poeder aan te brengen (HPL). Op deze wijze wordt de kleurweergave zo verbeterd, dat deze lampen de oorspronkelijke HP-lampen op het gebied van de

¹¹⁾ W. H. Le Maréchal en J. N. Aldington, Brit. Pat. 447 428, 1936. Na oplopen van de boogspanning wordt hierbij een gedeelte van de gloeidraad door een bimetaal-schakelaar kortgesloten.

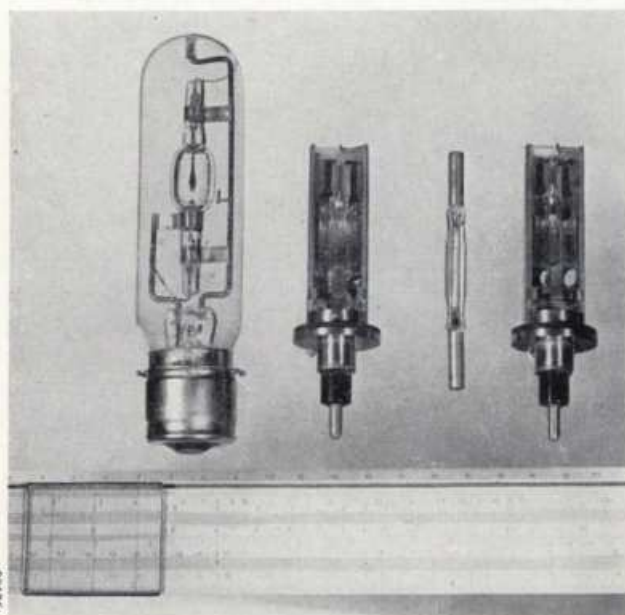
¹²⁾ K. Larché en E. Summerer, Licht 10, 172, 1940; J. Funke en P. J. Oranje, Over de ontwikkeling van menglichtlampen, Philips techn. T. 7, 33-39, 1942.

¹⁰⁾ Philips techn. T. 1, 129, 1936.



88135

Fig. 6. Tableau van een aantal uiteenlopende types van de familie der hogedrukkwiklampen. Behalve de in de tekst genoemde types zijn hierop nog te zien de HPK-lamp, d.i. een HP-ontladingsbuisje zonder buitenballon, dat als bron van zeer kortgolvlige ultraviolette straling wordt gebruikt (2537 en 1850 Å), en de HPR- en HPLR-lampen, die zijn voorzien van een inwendige reflector.



88136

Fig. 7. Kwiklampen die met zeer hoge kwikdampdrukken werken. Van links naar rechts: een CS-lamp voor 150 W; een SP 500 W, geplaatst in een reflector, voor voeding met wisselstroom en koeling met water, een SP 900 W voor geforceerde koeling met lucht, en een SP 1000 W, voor voeding met gelijkstroom en koeling met water. De laatste drie types worden in hoofdzaak gebruikt voor laboratoriumdoeleinden, voor wolkenhoogtemeters op vliegvelden en voor cinema-projectie.

straatverlichting reeds vrijwel hebben verdrongen. De hierbij gebruikte fluorescerende stoffen zijn onderwerp van een intensief speurwerk geweest. De laatste tijd zijn hiervoor rood fluorescerende arsenaten en germanaten in gebruik¹³⁾. De antipode van dit soort lampen zou men de HPW-lamp kunnen noemen, waarbij het kwikontladingsbuisje is geplaatst in een buitenballon die géén zichtbaar licht doorlaat, doch wél de langgolvlige ultraviolette straling van het kwik. Deze lampen worden o.a. gebruikt voor de fluorescentie-analyse van vervalsingen en voor speciale effecten met fluorescentielicht op het toneel, voor reclame, in etalages, enz.

Tot besluit vermelden wij een zijlijn van de ontwikkeling die gebaseerd is op de langgerekte vorm van de hogedrukkwiklampen, en op de aard van de straling, nl. de lampen voor lichtdrukken. Met lampen waarvan de lengte iets groter is dan de papierbreedte, kan men het er onderdoor lopende lichtdrukpapier gelijkmatig en snel belichten. Neemt men genoeg met een niet al te grote papersnelheid, dan komt men tot een relatief geringe

¹³⁾ J. L. Ouweltjes, W. Elenbaas en K. R. Labberté, En nieuwe hogedrukkwiklamp met fluorescerende buitenballon, Philips techn. T. 13, 61-70, 1951.

belasting per cm en kan men derhalve terugkeren tot het weleer gebruikte hardglas. Van deze lampen bestaan dan ook zowel uitvoeringen in hardglas (HOG) als in kwartsglas (HOK), van uiteenlopende afmetingen en vermogens.

Men ziet dat uit de lamp van Küch en Retschinsky een gehele familie van hogedrukkwiklampen is gegroeid, die geschikt zijn voor velerlei toepassingen. Foto's van deze lampen zijn in fig. 6 en 7 gereproduceerd. De ontwikkeling gaat thans nog verder in de richting van grotere vermogens en

grotere helderheden, van speciale vormen zoals lampen met ingebouwde reflector, enz.

Samenvatting. Kort overzicht van de ontwikkeling van de verschillende types hogedrukkwiklampen uit de in 1906 geconstrueerde, als „hoogtezon” toegepaste, lamp van Küch en Retschinsky. Iets langer wordt stilgestaan bij het verband tussen het lichtrendement (en de helderheid) en de belasting per cm booglengte, dat het uitgangspunt werd voor de constructie van de SP-lampen, met hun extreem grote helderheden: tot 180 000 cd/cm². Voorts worden de gezichtspunten en technische voorwaarden besproken die leiden tot de HP-lampen en de afstammelingen daarvan: de ML-, de HPL- en de HPW-lampen. Ook de „Biosol”, de HOK- en de HOG-lichtdrukampen, en de bolvormige „compact source” lampen vinden in dit overzicht van de ontwikkeling hun plaats.

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLIKATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publikaties, voor zover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven, op aanvraag overdrukken.

2275: E. W. van Heuven: On the noise of fluorescent lighting installations (*Acustica* 5, 101-111, 1955, no. 2).

Zie Philips techn. T. 18, 83-92, 1956 (no. 3).

2276: J. Bloem, F. A. Kröger en H. J. Vink: The physical chemistry of lead sulphide in relation to its semi-conducting properties (*Rep. Conf. Defects in Cryst. Solids*, blz. 273-282, Bristol 1954).

Onderzoek van de halfgeleidende eigenschappen van PbS-eenkristallen nadat deze op verschillende temperaturen waren verhit in een atmosfeer van bekende en regelbare samenstelling. Uit metingen van thermospanningen wordt afgeleid dat de afstand tussen de volle en de geleidingsband bij kamertemperatuur 0,3 eV bedraagt, terwijl voor de effectieve massa van de gaten een kwart van de massa van vrije elektronen wordt gevonden. Met de theorie van Kröger, Vink en Van den Boomgaard wordt vervolgens de afstand tussen de volle en de geleidingsband berekend als functie van de temperatuur in het gebied van 800 tot 1200 °K. Hetzelfde wordt gedaan voor de posities van de verschillende tussenniveaus.

2277: F. van der Maesen en J. A. Brenkman: On the behavior of rapidly diffusing acceptors in germanium (*J. Electrochem. Soc.* 102, 229-234, 1955, no. 5).

Onderzoek van het gedrag van Cu en Ni als acceptors en van hun diffusie in germanium. De wijze waarop deze „verontreinigingen” optreden als acceptors en ook als recombinatiecentra doet

vermoeden dat zij als substitutieatomen in het germaniumrooster zijn opgenomen. De diffusie heeft echter plaats alsof zij interstitiële atomen waren. Dit leidt tot de onderstelling dat er een evenwicht bestaat tussen Cu- en Ni-atomen op roosterplaatsen en op tussenroosterplaatsen. Deze onderstelling maakt een kwalitatieve verklaring mogelijk van het feit dat de diffusieconstante afhankelijk is van de afstand waarover de verontreinigingen vanaf het oppervlak in het germanium zijn doorgedrongen.

2278: H. C. Hamaker: De betekenis van de statistiek voor de ontwikkeling van de experimentele wetenschap (*Sigma* 1, 55-58, 1955, no. 3).

In dit artikel wordt de toepassing van de statistische wetenschap op technische problemen beschouwd als een fundamenteel nieuwe fase in de ontwikkeling der technische wetenschappen. Men gaat er meer en meer toe over, waarnemingen te beschrijven op grond van zg. statistische modellen, d.w.z. op grond van vergelijkingen die een toevalselement bevatten. Het denken in statistische modellen betekent echter een verbreding van de basis van het wetenschappelijk denken in het algemeen, waardoor een veel groter gebied van verschijnselen binnen het bereik van een wetenschappelijk gefundeerde numerieke analyse komt. Daarnaast verschaft de statistiek efficiënte methodes voor de analyse van complexe gegevens, en dit heeft geleid tot nieuwe inzichten omtrent het opzetten van proeven in situaties waar vele factoren een rol kunnen spelen. De verwachting wordt uitgesproken dat over 10 of 20 jaar de elementen der statistiek tot de stof zullen behoren die alle fysici,

chemici en ingenieurs tijdens hun studie wordt bijgebracht, omdat zij zonder kennis der statistische denk- en werkwijzen niet efficiënt zullen kunnen experimenteren.

2279: F. K. Lotgering: Order-disorder phenomena in iron sulphides Fe_{1-x}S (Z. phys. Chemie 4, 238-241, 1955, no. 3-4).

IJzer en zwavel vormen een continue reeks verbindingen met samenstellingen variërend van FeS tot Fe_7S_8 . De sulfiden met een laag zwavelgehalte zijn antiferromagnetisch, die met een hoog zwavelgehalte zijn ferromagnetisch, terwijl tussenliggende samenstellingen een anomaal ferrimagnetisch gedrag vertonen. De magnetische en kristallografische eigenschappen zijn experimenteel onderzocht en verklaard, uitgaande van een eenvoudige theorie voor orde-wanordeverschijnselen.

2280: T. Holmes: Something new in sodium lamps (Public Lighting 20, 662-664, juni 1955).

De glazen buis waarin de gasontlading in een natriumlamp plaats heeft, bestaat inwendig uit een speciale glassoort die slechts in geringe mate door natriumdamp wordt aangetast. De aantasting die niettemin optreedt, veroorzaakt een geleidelijk toenemende bruine verkleuring, waardoor de lichtstroom achteruitgaat. Er bestaan glazen die veel beter bestand zijn tegen natriumdamp, maar deze hebben alle het nadeel dat zij de geringe hoeveelheid argon, die aan de gasvulling van neon wordt toegevoegd om de ontsteekspanning te verlagen, vrij snel in zich opnemen. Door het argon te vervangen door xenon, dat veel minder neiging vertoont om in het glas te verdwijnen, is het mogelijk geworden de beter tegen natriumdamp resistente glassoorten te gebruiken en aldus de achteruitgang van de lichtstroom aanzienlijk te reduceren.

2281: J. L. Meijering: On the diffusion of oxygen through solid iron (Acta Metallurg. 3, 157-162, 1955, no. 2).

Bij inwendige oxydatie van drie ijzerlegeringen bleek — althans bij 1200°C — niets van enige voorkeur van de zuurstof voor de kristalgrenzen. Derhalve moet worden aangenomen dat de zuurstof op de normale wijze via interstitiële roosterplaatsen door het ijzerrooster diffundeert. Benaderende waarden voor het doorlatingsvermogen (produkt van diffusieconstante en oplosbaarheid) van Fe voor O zijn berekend uit de dikte van de inwendig geoxydeerde zone. De doorlatingsvermogens van Fe, Ni, Cu en Ag voor O bij temperaturen (in $^\circ\text{K}$) die 85% van de smelttemperaturen bedragen, blijken van dezelfde orde van grootte te zijn. Verschillen

tussen de door verschillende auteurs gevonden waarden van de oplosbaarheid van O in vast Fe worden besproken.

2282: C. J. Bakker: Production and physical properties of radioisotopes (Rec. Trav. chim. Pays-Bas 74, 281-293, 1955, no. 5).

Bespreking van de produktie van radioactieve isotopen met kernreactors en met cyclotrons. De typen der hierbij betrokken kernreacties worden genoemd. Wat de produktie van radioactieve isotopen betreft, vormt het cyclotron een belangrijke aanvulling van de kernreactor. Er worden voorbeelden gegeven van desintegratieschema's van radioactieve isotopen. Het energieverlies van β - of γ -straling bij het passeren van materie wordt kort besproken. De voorzorgsmaatregelen die men moet nemen bij het werken met radioactieve isotopen, komen eveneens ter sprake.

2283: A. M. J. Jaspers en H. R. Marcuse: Local measurement of I^{131} uptake in the thyroid gland (Rec. Trav. chim. Pays-Bas 74, 355-361, no. 5).

Beschrijving van een toestel voor het bepalen van de hoeveelheid radioactief jodium in de schildklier met behulp van Geiger-Müller-telbuizen. Zie ook Philips techn. T. 18, 93-94 (no. 3).

2284: J. A. M. Dikhoff en N. W. H. Addink: Ergebnisse von Intensitätsbestimmungen mit der s.p.d.-Skala (Mikrochim. Acta, blz. 257-264, 1955, no. 2-3).

Uitwerking van enige details van een door Addink beschreven methode om langs visuele weg de intensiteit van spectraallijnen te bepalen met behulp van een zg. s.p.d.-schaal (zie Philips techn. T. 12, 341-352, 1950). Ter sprake komen: de correctie voor de ondergrond, de ijking van de s.p.d.-schaal, de meetnauwkeurigheid, en enige factoren die op de meting invloed kunnen hebben. Het artikel besluit met een korte opmerking over een s.p.d.-schaal voorzien van lijnen die hetzelfde zwartingsprofiel vertonen als de spectraallijnen waarmee ze worden vergeleken.

2285: N. W. H. Addink: Leitprobenfreie Verfahren (Mikrochim. Acta, blz. 703-708, 1955, no. 2-3).

In deze mededeling wordt gewezen op de noodzakelijkheid de in de spectrochemische analyse toegepaste additiemethode, waarbij de onbekende concentratie van een element door extrapolatie wordt bepaald, steeds te verifiëren door na te gaan

of de intensiteit als functie van de concentratie een rechte is indien de logaritmen dezer grootheden worden uitgezet. Vervolgens wordt de berekening van Harvey nagegaan, waarbij de concentratie van een element bepaald wordt uit de verhouding der intensiteiten van spectraallijn en ondergrond. Hierbij blijkt dat de intensiteit van de ondergrond niet als „inwendige standaard” mag worden gebruikt. Ten slotte worden details genoemd (samengevat in een tabel) van analysemethoden waarbij vergelijkingsmonsters niet worden gebruikt („leitprobenfreie Verfahren”).

2286: N. W. H. Addink: Zinc in relation to cancer (Naturwissenschaften 42, 419-420, juli 1955, no. 14).

Aangetoond wordt dat vers aderlijk bloed van kankerpatiënten een lager zinkgehalte vertoont dan dat van gezonde personen. Er worden voorbeelden gegeven van het verloop van het zinkgehalte bij ziektegevallen met gunstige en met ongunstige afloop. Bij een gunstig verloop nam het zinkgehalte geleidelijk toe, bij de ongunstige gevallen (dodelijke afloop) nam het af. Een opmerking betreffende het natuurlijke en een kunstmatig opgewekt ziekteproces besluit het artikel.

2287: H. C. Hamaker: Naar efficiënte experimenten (Statistica neerlandica 9, 7-25, 1955, no. 1-2).

Dit artikel licht aan een reeks aan de praktijk ontleende voorbeelden toe welke rol moderne statistische denk- of werkwijzen spelen of kunnen spelen bij toegepast wetenschappelijk onderzoek. Het gebruik van „betrouwbaarheidsintervallen”, die een beeld geven van de speelruimte die een bepaald waarnemingsresultaat toelaat, wordt geïllustreerd met een aantal waarnemingen over de specifieke lichtstroom van fluorescentiepoeders. Een tweede voorbeeld betreft de spreiding in de hoogte van gegoten magneten, waarbij de statistische analyse ons in staat stelt de invloed van verschillende factoren afzonderlijk numeriek te bepalen. Een laatste voorbeeld beschrijft de rol die de statistiek speelt bij het opzetten en analyseren van proeven. Er wordt op gewezen dat het gebruik van statistische methodes bij toegepast wetenschappelijk onderzoek onontbeerlijk is. In de toekomst zal dit vak in het programma van ons universitaire onderwijs een plaats moeten vinden. Zie ook no. 2278 van deze overzichten.

2288: G. Diemer: Elektroluminescentie (Ned. T. Natuurk. 21, 165-176, 1955, no. 7).

In deze voordracht, gehouden voor de Neder-

landse Natuurkundige Vereniging, werd een overzicht gegeven van experimentele onderzoeken en theorieën op het gebied van de elektroluminescentie. De theorieën van Piper en Williams, van Alfrey en Taylor, en van Zalm, Diemer en Klasens werden besproken. Mogelijke toepassingen van het verschijnsel werden genoemd.

2289: J. D. Fast en M. B. Verrijp: Solubility of nitrogen in alpha-iron (J. Iron Steel Inst. 180, 337-343, aug. 1955).

De oplosbaarheid van stikstof in α -ijzer is op exacte wijze bepaald door de inwendige wrijving van stikstofhoudende ijzerdraden bij verschillende temperaturen te meten. De inwendige wrijving blijkt nl. evenredig te zijn met de hoeveelheid opgeloste stikstof, en wel tot aan de grootste hoeveelheden die in oplossing kunnen voorkomen (ca. 0,1 gew. % N). Men onderscheidt drie verschillende oplosbaarheden, nl. die waarbij het stikstofhoudende ijzer zich in evenwicht bevindt met resp. „Fe₈N”, met Fe₄N en met N₂ van 1 atm. Deze oplosbaarheden werden alle drie bepaald. „Fe₈N” is een metastabiël nitride dat zich slechts beneden 250 °C uit oververzadigde oplossingen vormt. „Fe₈N” en Fe₄N vormen zich overigens beide slechts dank zij de traagheid van de reactie aan het buitenoppervlak waarbij N₂-moleculen ontstaan uit opgeloste N-atomen. Was deze reactie niet traag, dan zou men de evenwichten met „Fe₈N” en Fe₄N slechts onder grote N₂-drukken kunnen bestuderen. Deze drukken, corresponderende met de dissociatiedrukken van de nitrides, kunnen uit de gemeten oplosbaarheden worden berekend. De uitkomsten kloppen op bevredigende wijze met de meetresultaten van Amerikaanse onderzoekers.

2290*: H. B. G. Casimir: Ferro- und Antiferromagnetismus (Physikertagung Hamburg 1954, Hauptvorträge, 139-152).

Overzicht, vanuit theoretisch standpunt, van enige aspecten van het ferro- en het antiferromagnetisme voor in deze gebieden niet gespecialiseerde technici en natuurkundigen. Twee groepen van verschijnselen worden onderscheiden: die welke samenhangen met het gedrag van de magnetisatie binnen een elementair gebiedje van Weiss, en die welke berusten op het gezamenlijk gedrag van vele dezer elementaire gebiedjes. In de eerste groep komen achtereenvolgens ter sprake: de verzadigingsmagnetisatie, de Curie-temperatuur, het inwendige magnetische veld zoals dit volgt uit de plaatsruiltheorie van Heisenberg, de kristal- en de spanningsanisotropie, de gyromagnetische reso-

nantie en de invoering door Néel van het begrip „antiferromagnetisme” ter verklaring van de bij ferrieten optredende verschijnselen. Néels opvatting dat de magnetisatie bij ferrieten tot stand komt doordat twee in tegengestelde zin gemagnetiseerde systemen elkaar niet volledig compenseren (ongecompenseerd antiferromagnetisme), is o.a. bevestigd door het experimentele werk van Gorter in het Natuurkundig Laboratorium te Eindhoven.

De verschijnselen uit de tweede groep betreffen het totstandkomen van de macroscopische magnetisatie door Bloch-wandverschuivingen en door draaiingen van de magnetisatie binnen de gebiedjes van Weiss. Terwijl bij magnetisch zachte metaallegeringen in eerste instantie wandverschuivingen voor de magnetisatie verantwoordelijk zijn — en dus de aanvangspermeabiliteit bepalen — en draaiprocessen pas bij grotere veldsterkten aan bod komen, zijn er duidelijke aanwijzingen dat dit bij ferrieten juist omgekeerd is. Deze opvatting wordt o.a. gesteund door metingen van de wisselstroommagnetisatie van ferrieten als functie van amplitude en frequentie.

Het artikel besluit met enige opmerkingen over magnetisch harde materialen.

2291: J. S. C. Wessels: Photo-oxydation of ascorbic acid by isolated chloroplasts (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **74**, 832-840, 1955, no. 7).

Onderzoek van de foto-oxydatie van ascorbinezuur bij aanwezigheid van verschillende chinonen en kleurstoffen. De reactiekinetiek bij gebruik van 2,6-dichloorfenol-indofenol werd bestudeerd. Remstoffen voor de Hill-reactie bleken geen invloed te hebben op de snelheid der foto-oxydatie. Geconcludeerd werd dat de fotosensibiliteit van de reactie te danken is aan het chlorofyl dat in de chloroplasten aanwezig is. Dit werd bevestigd doordat dezelfde reactie bleek plaats te hebben nadat de chloroplasten waren vervangen door zuiver chlorofyl a. Als oplosmiddel moest daarbij alcohol worden gebruikt daar, chlorofyl in water niet oplosbaar is. Een mogelijke rol die deze foto-oxydatie speelt bij de zg. terug-oxydatie van Hill-reagentia, wordt besproken.

2292: D. J. Braak: New mobile and auxiliary equipment, produced by Philips Telecommunications Industries (T. Ned. Radioge-nootschap **20**, 161-174, 1955, no. 3).

Globale beschrijving van een draagbaar zend-ontvangtoestel (mobilofoon) met vijf kanalen. Het toestel wordt in hoofdzaak uitgevoerd in twee typen, resp. geschikt voor de frequentiegebieden om 80 en 160 MHz, maar het wordt op verzoek ook uitgevoerd voor het gebied om 40 MHz. Behalve

de te stellen eisen, de algemene constructie, en de opzet van het elektrische en van het mechanische gedeelte, wordt nog kort de belangrijkste hulp-apparatuur besproken die men in de praktijk bij een mobilofoonnet nodig heeft.

R 279: G. Diemer, H. A. Klasens en J. G. van Santen: Solid-state image intensifiers (Philips Res. Rep. **10**, 401-424, 1955, no. 6).

Het artikel behandelt de theorie van de vastestofbeeldversterkers die zijn samengesteld uit twee op elkaar aangebrachte lagen, een fotogeleidende en een elektroluminescerende laag. Deze theorie omvat ook de invloed van de inwendige terugkoppeling en van een uitwendig aangebrachte elektrische tegenkoppeling. Luminantieversterking en contrastversterking worden besproken. Bij intermitterende bestraling kan de versterkingsfactor worden vergroot door gebruik te maken van een accumulatie-effect, dat samenhangt met het geleidelijk uitsterven van de door de straling opgewekte fotogeleiding. Een dergelijke vergroting kan ook worden bereikt door een vaststofbeeldversterker met sterke terugkoppeling (en derhalve verscheidene stabiele toestanden) te gebruiken, die men door de toegevoerde stralingsimpulsen van de ene in de andere stabiele toestand doet overgaan. Aangetoond wordt dat het ook bij het laatstgenoemde systeem mogelijk is gradaties in het beeld te behouden. De gunstigste keuze van de verschillende parameters wordt besproken in verband met de toepassing (b.v. radar-, röntgen- of televisiebeelden). Voorlopige experimentele resultaten zijn in overeenstemming met de theorie. Met röntgenstraling is, ten opzichte van de luminantie bij een normaal röntgenfluorescentiescherm, een versterking van 30 maal bereikt.

R 280: Th. A. J. Payens: Ionized monolayers (Philips Res. Rep. **10**, 425-481, 1955, no. 6).

In dit proefschrift (Utrecht) worden monomoleculaire lagen van onvolledig geïoniseerde oppervlakte-actieve stoffen onderzocht aan olie/water- en lucht/watergrensvlakken. De ionisatie van zulke lagen gaat gepaard met de vorming van een elektrische dubbellaag aan het grensvlak. De bijdrage van deze dubbellaag tot de grensvlakspanning wordt afgeleid uit algemene thermodynamische beschouwingen. De theorie wordt experimenteel getoetst aan lagen van diverse vetzuren, stearyl-fosfonzuur en octylamine op substraten van verschillende p_H en zoutconcentraties. De afwijkingen tussen theorie en experiment kunnen worden verklaard met de reeds bekende penetratie der tegenionen tussen de geïoniseerde laagmoleculen.